



Génération et transport des électrons rapides dans l'interaction laser-matière à haut flux.

Horia Popescu

► To cite this version:

Horia Popescu. Génération et transport des électrons rapides dans l'interaction laser-matière à haut flux.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2005. Français. NNT : . pastel-00001799

HAL Id: pastel-00001799

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001799>

Submitted on 28 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THESE
pour obtenir le titre de
DOCTEUR de l'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Horia POPESCU

**Génération et transport des électrons rapides
dans l'interaction laser-matière à haut flux**

Soutenue publiquement le **21 octobre 2005** devant le jury composé de:

Jean-Claude ADAM
François AMIRANOFF
Sophie BATON
Karl KRUSHELNICK
Philippe MARTIN
Vladimir TIKHONCHUK

Ecole Polytechnique
Ecole Polytechnique
Ecole Polytechnique
Imperial College Londres
CEA - Saclay
Université Bordeaux 1

Président
Directeur de thèse
Directeur de thèse
Rapporteur
Examineur
Rapporteur

À mes parents

Remerciements

Je tiens à remercier ici tous ceux qui ont eu un rôle déterminant dans la réalisation de ce travail de thèse, en mettant à ma disposition leurs compétences scientifiques et leur soutien humain.

Je remercie tout d'abord Messieurs Alain Migus et François Amiranoff, successivement directeurs du laboratoire LULI de l'Ecole Polytechnique, pendant les années de ma thèse, pour m'avoir permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions en m'accueillant dans leur laboratoire.

Un remerciement particulier à François Amiranoff et Sophie Baton pour avoir dirigé ce travail. Cette thèse doit beaucoup à François Amiranoff qui m'a accepté en tant que son étudiant pendant mon stage de DEA et pendant la thèse. Grâce à sa forte intuition scientifique, combinée avec une amabilité toujours présente, il a su me guider dans une bonne direction. Un gros merci aussi à Sophie Baton, la co-directrice de cette thèse, qui a sacrifiée beaucoup de son temps pour m'introduire dans le monde de la recherche internationale, sur le plan expérimental et théorique. Son esprit pédagogique m'a beaucoup aidé dans la réalisation de ce travail de thèse, en ordonnant mes idées, parfois confuses.

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du jury: à Messieurs Vladimir Tichonciuk et Karl Krushelnick pour s'être acquittés de la lourde tâche de rapporteurs et à messieurs Jean Claude Adam et Philippe Martin pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en participant au jury.

Je tiens également à remercier ceux avec lesquels j'ai fait mes premiers pas dans le monde des manip laser: Sophie Baton, Christophe Rousseaux et Marc Rabec Le Gloahec. Merci aussi pour leur apport sur le plan humain.

Je remercie Jean Claude Adam, Anne Héron et Laurent Gremillet qui ont beaucoup aidé la poursuite de ce sujet, avec des importantes simulations numériques et des discussions fructueuses.

Je suis également reconnaissant à João Jorge Santos qui a commencé ce sujet et dont sa thèse m'a été indispensable. Je lui remercie pour les encouragements et les conseils utiles.

Je remercie tous ceux qui ont eu la patience de répondre à mes questions, surtout pendant la période de rédaction et, notamment, Julien Fuchs, Patrick Audebert, Erik Brambrink, Jean Raphaël Marquès, Jean-Paul Geindre.

Un merci chaleureux à tous les jeunes avec lesquelles j'ai très agréablement et joyeusement partagé le bureau pendant ces années: Joao Santos, Tibor Wittman, Alessandra Ravasio, Erik Brambrink, Nicolas Burgeois et Patrizio Antici. Je les remercie vivement pour avoir toujours rempli de bonne humeur chaque jour.

Mes remerciements s'adressent aussi à toute l'équipe des laseristes, techniciens, électroniciens et informaticiens sans lesquels les expériences n'auraient pas eu lieu.

De même, je remercie vivement le secrétariat pour leur gentillesse et disponibilité.

Sur un plan personnel je tiens à remercier Ioana pour son amour, son soutien incessant et sa patience.

Résumé

Le contexte général de cette étude est la fusion thermonucléaire contrôlée par Confinement Inertiel (FCI) et, plus particulièrement, l'Allumeur Rapide (Fast Ignitor). Dans ce schéma la maîtrise de la génération et du transport des électrons sont vitaux.

Cette thèse est une étude expérimentale de la génération et du transport des électrons rapides créés lors de l'interaction d'un laser ultra-intense ($\geq 10^{19}$ W/cm²) avec une cible solide.

Le diagnostic principal utilisé au cours de cette thèse est le rayonnement de transition. Ce rayonnement dépend des propriétés des électrons qui le produisent et donne des informations importantes sur ces électrons: leur énergie, température, géométrie de propagation, etc. L'analyse spectrale, spatiale et temporelle de ce rayonnement a permis de mettre en évidence l'accélération de paquets périodiques d'électrons qui dans ce cas émettent un rayonnement de transition cohérent (CTR - Coherent Transition Radiation).

Nous avons développé des modèles théoriques au cours de cette thèse pour expliquer les résultats expérimentaux. On trouve ainsi deux types de paquets d'électrons émis périodiquement à la fréquence du laser (ω_0) et au double de la fréquence laser ($2\omega_0$), mettant en jeu différents mécanismes d'accélération: vacuum heating/absorption résonnante et $v \times B$ respectivement. Ces paquets sont également observés par des simulations PIC.

La température de ces électrons est de ~ 2 MeV dans nos conditions expérimentales. Ils sont émis à partir d'un point source qui est la tache focale du laser et se propagent de façon balistique; ils peuvent, dans certains cas, être réinjectés dans la cible par un phénomène de re-circulation.

Cependant ce diagnostic n'est sensible qu'aux électrons cohérents et relativistes, ce qui explique la faible partie d'énergie totale qu'ils emportent (\sim quelques mJ). Le CTR de ces électrons supra-thermiques domine largement le rayonnement émis par les électrons moins énergétiques qui emportent la majorité de l'énergie.

Mots clés: Fusion par Confinement Inertiel (FCI), Allumeur Rapide, Interaction laser-plasma en régime sub-picoseconde, Electrons relativistes accélérés par laser, Rayonnement de Transition Cohérent (CTR), Transport électronique dans un plasma.

Abstract

The general context of this study is the Inertial Confinement for thermonuclear controlled fusion and, more precisely, the Fast Igniter (FI). In this context the knowledge of the generation and transport of fast electrons is crucial.

This thesis is an experimental study of the generation and transport of fast electrons in the interaction of a high intensity laser ($\geq 10^{19}$ W/cm²) with a solid target.

The main diagnostic used here is the transition radiation. This radiation depends on the electrons which produce it and thus it gives important information on the electrons: energy, temperature, propagation geometry, etc. The spectral, temporal and spatial analysis permitted to put in evidence the acceleration of periodic electron bunches which, in this case, emit a Coherent Transition Radiation (CTR).

During this thesis we have developed some theoretical models in order to explain the experimental results. We find this way two kinds of electron bunches, emitted either at the laser frequency (ω_0), either at the double of this frequency ($2\omega_0$), involving several acceleration mechanisms: vacuum heating / resonance absorption and $v \times B$, respectively. These bunches are also observed in the PIC simulations.

The electron temperature is of about 2 MeV in our experimental conditions. The electrons are emitted starting from a point source (which is the laser focal spot) and then propagate in a ballistic way through the target. In some cases they can be re-injected in the target by the electrostatic field from the target edges.

This diagnostic is only sensitive to the coherent relativistic electrons, which explains the weak total energy that they contain (~few mJ). The CTR signal emitted by those fast electrons is largely dominating the signal emitted by the less energetic electrons, even if they contain the major part of the energy (~ 1 J).

Keywords: Inertial Confinement for Fusion (ICF), Fast Igniter, Laser-plasma interaction in sub-picosecond regime, Fast electrons laser generated, Coherent Transition Radiation (CTR), Electron transport in plasma.

Sommaire

Résumé	1
Abstract	2
Sommaire	3
Chapitre I - Introduction	9
I.A. Contexte général de la thèse	
I.B. La fusion par confinement inertiel (FCI)	
I.B.1. La fusion inertielle classique	
a) L'attaque directe	
b) L'attaque indirecte	
I.B.2. L'allumeur rapide	
I.C. L'objectif et le plan de cette thèse	
 Chapitre II - Interaction laser-plasma en régime femtoseconde	17
Rappels théoriques sur la génération et le transport des électrons.	
II.A. Définition des grandeurs et des équations élémentaires.	
II.A.1. Transparence induite	
II.A.2. Auto-guidage (focalisation) relativiste	
II.A.3. Pré-plasma	
a) Considérants théoriques	
b) Pré-plasma sur la chaîne 100 TW de LULI - mesures expérimentales	
II.B. Génération des électrons rapides	
II.B.1. Absorption collisionnelle (bremsstrahlung inverse)	
II.B.2. Absorption par effet de peau anormal	
II.B.3. Absorption résonante	
II.B.4. Chauffage d'écrantage (Vacuum Heating)	
II.B.5. Accélération $\vec{J} \times \vec{B}$ (pondéromotrice)	
II.B.6. Absorption paramétrique	
II.B.7. Discussion sur les divers mécanismes d'accélération	
II.C. Transport dans un solide	

- II.C.1. Généralités sur le transport
- II.C.2. Diffusion angulaire
- II.C.3. Pouvoir d'arrêt collisionnel et radiatif
- II.C.4. Effets collectifs
 - a) Introduction
 - b) Neutralisation du faisceau et courant de retour
 - Neutralisation en charge
 - Neutralisation en courant
 - c) Importance des champs
 - d) Chauffage résistif
 - e) Compétition entre chauffage collisionnel et résistif
- II.C.5. Instabilités
- II.D. Simulations PIC
 - II.D.1. Génération et transport des paquets électroniques
 - II.D.2. Déflexion magnétique des électrons
 - II.D.3. Transport des paquets électroniques et réflexion au bord de la cible
- Conclusions du chapitre

Chapitre III - Rappel des expériences antérieures

51

- III.A. Radiographie transversale du transport
- III.B. Le diagnostic de réflectivité
- III.C. L'émission X $K\alpha$ et XUV
 - III.C.1. Imagerie XK α et XUV. Aspects géométriques
 - III.C.2. Estimation de la température à partir des images XUV
 - III.C.3. Spectroscopie X $K\alpha$
- III.D. Emission visible
- III.E. Spectre en énergie des électrons sortant de la cible
- III.F. Conversion énergie laser / électrons
- III.G. Température des électrons rapides

Chapitre IV - L'émission du rayonnement en face arrière des cibles

71

- IV.A. Rayonnement de transition
 - IV.A.1. La longueur de formation
 - IV.A.2. Le cas de l'incidence normale
 - a) Dépendance spectrale en incidence normale
 - b) Distribution angulaire en incidence normale
- IV.B. Rayonnement Cerenkov
- IV.C. Rayonnement émis par des charges accélérées
 - IV.C.1. Rayonnement Bremsstrahlung
 - IV.C.2. Rayonnement synchrotron
 - IV.C.3. Estimations numériques dans le cadre de l'expérience
- IV.D. Comparaison rayonnement de transition / rayonnement synchrotron

Chapitre V - Dispositif expérimental 95

- V.A. La chaîne 100 TW du LULI**
- V.B. Les diagnostic: L'analyse des électrons par l'étude de l'émission en face arrière des cibles**
 - V.B.1. analyse spectrale et temporelle**
 - V.B.1. imagerie 2D**

Chapitre VI - Résultats expérimentaux. L'émission du rayonnement Visible-UV en face arrière des cibles 101

- VI.A. L'analyse spectrale**
- VI.B. Evolution temporelle de l'émission**
- VI.C. L'imagerie 2D face arrière / face avant**

Chapitre VII - Modèle CTR (Coherent Transition Radiation) 109

- VII.A. Modèle 1D des paquets électroniques périodiques**
 - VII.A.1. Hypothèses**
 - VII.A.2. Cas de plusieurs paquets identiques**
 - VII.A.3. Signal d'un seul paquet**
 - VII.A.4. Energie CTR cohérente totale**
 - VII.A.5. Modèle théorique 1D avec deux types de paquets**
 - VII.A.6. La dépendance en épaisseur**
 - VII.A.7. Cas des cibles très minces ($<1 \mu\text{m}$)**
 - VII.A.8. Analyse spectrale et intensités relatives des harmoniques**
 - VII.A.9. Comparaison entre le spectre expérimental et le modèle CTR**
 - VII.A.10. Signal incohérent**
 - VII.A.11. Conclusions sur le modèle CTR**
- VII.B. Modèle de re-circulation électronique dans la cible**
 - VII.B.1. Estimation de la durée d'émission**
 - VII.B.2. Estimation du coefficient de réflexion R**
 - VII.B.3. Estimation du nombre des allers-retours**
 - VII.B.4. Discussion sur la conservation du contraste des paquets**
- VII.C. Discussion sur le plasma créé par les électrons**
- VII.D. Modèle qualitatif généralisé, confrontant les différents types d'analyses**

Chapitre VIII - Conclusions et perspectives 135

Annexe 1 - Rayonnement de transition **139**

- A1.I. Rayonnement de transition optique produit à la traversée d'une lame mince sous incidence quelconque**
- A1.II. Le rayonnement de transition produit lors de la traversée d'un milieu épais**
- A1.III. La permittivité électrique $\epsilon(\omega)$ de l'aluminium**
- A1.IV. Dépendance angulaire et spectrale en incidence normale**
- A1.V. Comportement asymptotique**
- A1.VI. L'incidence oblique**

Annexe 2 - Rayonnement émis par des charges accélérés **153**

- A2.I. Rayonnement Bremsstrahlung**
- A2.II. Rayonnement émis par une charge en mouvement aléatoire relativiste**
- A2.III. Spectre émis par une particule relativiste pendant un mouvement aléatoire (analogue au cas circulaire)**

Annexe 3 - Calibration Andor + Triax **169**

- A3.I. Etalonnage en longueur d'onde**
- A3.II. L'élargissement spectral induit par le spectromètre**
- A3.III. Calibration en absolue de la caméra Andor**
 - a) calibration avec un laser HeNe**
 - b) calibration avec une lampe blanche**

Annexe 4 - Calcul détaillé de l'énergie CTR cohérente émise par les électrons **175**

- A4.I. Calcul du courant $\tilde{j}(t)$**
- A4.II. Importance des électrons énergétiques**
- A4.III. Le recouvrement partiel des paquets**
- A4.IV. L'effet des 2 types des paquets**
- A4.V. Limite du CTR pour une cible extrêmement mince**

Annexe 5 - Rayonnement du corps noir **185**

Annexe 6 - Ré-circulation des électrons **189**

- A6.I. Discussion sur la déformation du courant $j(t)$**
- A6.II. Courant d'un paquet de largeur temporelle $\tau \sim T_L/10$**
- A6.III. Courant correspondant à plusieurs paquets périodiques**

Bibliographie **195**

Conversions, formules utiles, constantes, etc. **205**

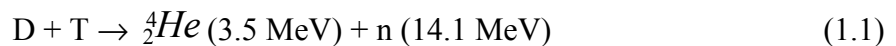
Chapitre I - Introduction

I.A. Contexte général de la thèse

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la fusion inertielle contrôlée, via l'Allumeur Rapide, ayant pour but l'obtention d'énergie par fusion nucléaire d'éléments légers, fusion créée par laser.

L'objectif général de la fusion thermonucléaire contrôlée est d'amener un mélange de combustible d'éléments légers (deutérium, tritium, etc.) dans des conditions de température et densité telles qu'elles puissent produire un nombre de réactions nucléaires suffisantes pour l'obtention de l'énergie (c'est-à-dire que l'énergie nucléaire récupérée soit plus grande que l'énergie investie dans le confinement). La fusion thermonucléaire sera une source inépuisable d'énergie (le deutérium se trouve en quantités suffisantes dans l'eau des océans et le tritium peut être produit dans la réaction de fusion elle-même), sans déchet nucléaire et sans risque (il n'y a pas de masse critique comme dans la fission, donc pas de risque d'emballement). Les recherches dans le domaine de la fusion ont débuté il y a plusieurs dizaines d'années.

La réaction de fusion artificielle la plus attractive du point de vue de sa réalisation pratique est la réaction deutérium–tritium (D-T), où D est ${}^2_1\text{H}$ et T est ${}^3_1\text{H}$. Cette réaction est la plus favorable [Engelmann (1979)]:



car l'hélium 4 a une énergie de liaison par nucléon particulièrement élevée, ce qui maximise l'énergie produite par fusion. En plus, la section efficace est beaucoup plus importante que dans d'autres cas, par exemple pour D+D.

Pour franchir la répulsion coulombienne des noyaux, il faut qu'ils aient des énergies cinétiques plus grandes que le potentiel électrostatique de répulsion, d'où la nécessité d'avoir des températures très grandes.

Pour avoir une source réelle d'énergie, il ne suffit pas simplement que les ions combustibles aient une énergie cinétique suffisante [Elton (1966)], mais il faut aussi que le bilan d'énergie soit globalement positif (énergie produite par les réactions nucléaires >

l'énergie investie dans le plasma combustible). Pour cela il faut avoir une forte probabilité de collisions, d'où l'importance des densités élevées. Ces conditions de confinement s'appellent le critère de Lawson, qui dit que:

$$n\tau \sim 3 \times 10^{14} \text{ [s/cm}^3\text{]} \quad (1.2)$$

où n est la densité du plasma et τ le temps de confinement, ayant en même temps une température autour de 10 keV.

Deux voies principales sont envisagées pour essayer de résoudre ce problème: la voie magnétique (tokamak) [Wagner (1982)] et la voie laser (confinement inertiel) [Floux (1970)], qui maintiennent les particules en utilisant le rayonnement électromagnétique. La voie magnétique mise sur un plasma de faible densité (10^{14} cm^{-3}) confiné sur un temps assez long, tandis que le voie inertielle FCI confine un plasma de haute densité ($n_e \sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$) pendant des temps très courts ($\sim 10 \text{ ps}$), temps de maintien inertiel du plasma, avant la détente hydrodynamique. Le travail de cette thèse se situe dans le contexte de la voie laser.

I.B. La fusion par confinement inertiel (FCI)

Le principe de la fusion par confinement inertiel consiste à comprimer, par laser, les éléments combustibles (une petite capsule de l'ordre d'un millimètre de diamètre [Lindl (1992)] pour obtenir des conditions de température et de densité suffisamment hautes afin d'amorcer les réactions nucléaires).

I.B.1. La fusion inertielle classique

La fusion inertielle classique suppose que la compression et le chauffage soient réalisés en même temps. Pour cela on chauffe la capsule externe du combustible (appelée ablateur) à l'aide des faisceaux laser de puissance (de durée $\sim \text{ns}$) ou du rayonnement X (figure 1.1, à gauche), qui est vaporisée et ionisée, en formant un plasma de plusieurs dizaines de millions de degrés. Le plasma commence alors à se détendre, et, par réaction, le ballon combustible reçoit violemment un mouvement radial centripète qui produit une onde de choc dans la même direction (figure 1.1, à droite). Cette onde comprime fortement le combustible, et converge vers le centre du ballon, où un point chaud se forme dû à la compression. Ce point chaud doit avoir des conditions suffisantes pour amorcer les réactions de fusion. Une fois le point chaud allumé, les réactions nucléaires doivent se produire en chaîne, fournissant aussi la température nécessaire pour le reste du combustible.

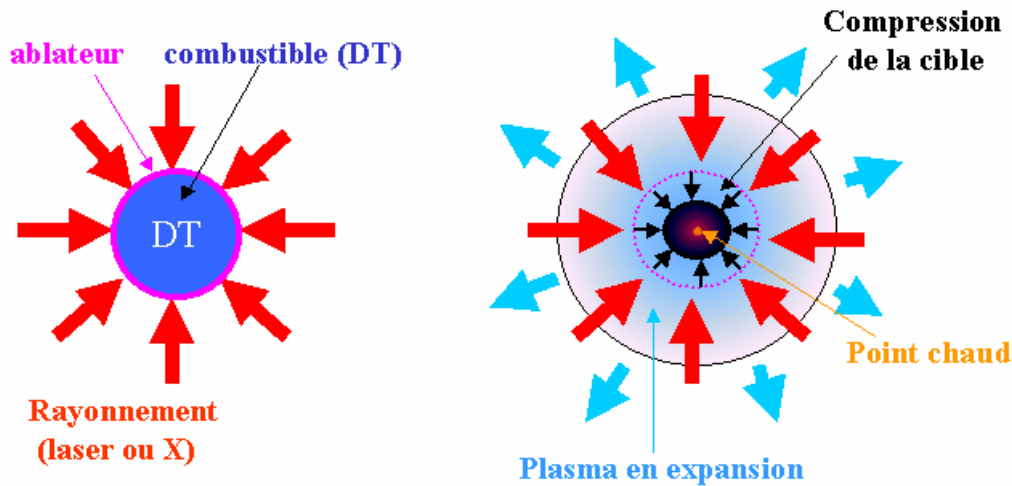


Figure 1.1. Principe de la fusion par confinement inertiel.

En pratique on ajuste l'intensité du rayonnement en fonction du temps, pour qu'elle suive l'évolution du front d'ablation, afin que la compression soit la plus efficace possible (isentropique).

Il existe deux types des schémas différents pour réaliser le chauffage du combustible avec les lasers de puissance: *l'attaque directe* [Nuckolls (1972)] et *l'attaque indirecte* [Lindl (1995)].

a) L'attaque directe

Dans l'attaque directe le ballon est irradié directement par les faisceaux laser (figure 1.2). On peut avoir jusqu'à quelques dizaines-centaines des faisceaux ns disposés symétriquement autour du micro-ballon (194 des faisceaux sur NIF à Livermore et 240 sur MJ au CESTA à Bordeaux).

Le transfert en énergie est satisfaisant, mais par contre la symétrie d'éclairement s'avère très critique. Pour s'affranchir de ce problème on envisage le schéma de l'attaque indirecte.

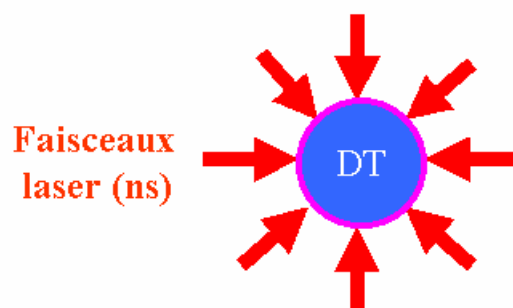


Figure 1.2. Schéma de l'attaque directe.

b) L'attaque indirecte

L'attaque indirecte utilise le rayonnement X pour comprimer le micro-ballon combustible. Pour cela on utilise une cavité auxiliaire rempli de gaz, au milieu duquel se trouve le micro-ballon (figure 1.3). Les faisceaux laser irradient les parois de la cavité, produisant un très fort flux de rayonnement X. Le matériau de la cavité doit avoir un grand numéro atomique (d'habitude l'or) pour réaliser une conversion efficace laser-X. Le rôle du gaz est d'empêcher la détente du plasma des parois vers le ballon. L'avantage de ce montage est que le rayonnement X est très uniforme, réalisant une compression bien symétrique. Par contre le gros inconvénient est la conversion laser-rayonnement X dont le rendement est relativement faible.

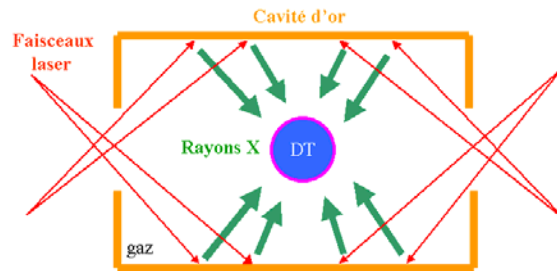


Figure 1.3. Schéma de l'attaque indirecte.

Plusieurs expériences ont été menées dans différents laboratoires internationaux. Le schéma de l'attaque directe a été privilégié dans les laboratoires ILE d'Osaka et LLE de Rochester, cependant que l'attaque indirecte a été choisie par les équipes du LLNL et CEA-DAM.

Un exemple de résultat expérimental est: $n\tau \sim 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}\text{s}$, $T \sim 1.7 \text{ keV}$, $\rho \sim 100 \rho_0$ et un gain de $\sim 10^{-3}$ [Storm (1988)].

Pour avoir un gain de 10 dans la FCI classique, les estimations actuelles prévoient qu'il faut une énergie de confinement de 1 MJ, avec les conditions suivantes sur les densités surfacique et électronique [Atzeni (1992)]:

$$\rho r = 0.4 \text{ g/cm}^2 \text{ et } n_e = 10^{26} \text{ cm}^{-3} \quad (1.3)$$

Avec les lasers actuels l'obtention d'un point chaud par compression s'avère difficile pour plusieurs raisons. Les dimensions du plasma entourant le combustible sont de l'ordre de quelques mm, ce qui favorise l'apparition des instabilités paramétriques. Ces instabilités ont des conséquences diverses, en général négatives. Des ondes plasma y sont produites, absorbant une partie importante de l'énergie laser (diffusion Raman stimulée, diffusion Brillouin stimulée) [Kruer (1991)]. En plus, des instabilités peuvent chauffer le combustible avant la phase finale de la compression, ce qui réduit son efficacité. Finalement, la non-uniformité de l'éclairage empêche une compression uniforme, conduisant à un mélange du plasma chaud avec le combustible froid (instabilité Rayleigh-Taylor) [Takabe (1985)].

Afin de s'affranchir de tous ces problèmes, des grosses installations sont maintenant en construction en France (laser MégaJoule du Bordeaux) et aux Etats-Unis (NIF – National Ignition Facility). Avec des énergies sur cible de l'ordre de quelques MJ, ces lasers devront permettre l'obtention de l'ignition.

I.B.2. L'allumeur rapide

L'allumeur rapide est un concept relativement récent [Tabak (1994)] qui dissocie les phases de compression et de chauffage. Ce concept a l'avantage de relâcher les contraintes sur la symétrie de l'éclairement, baissant ainsi l'énergie laser nécessaire à la fusion.

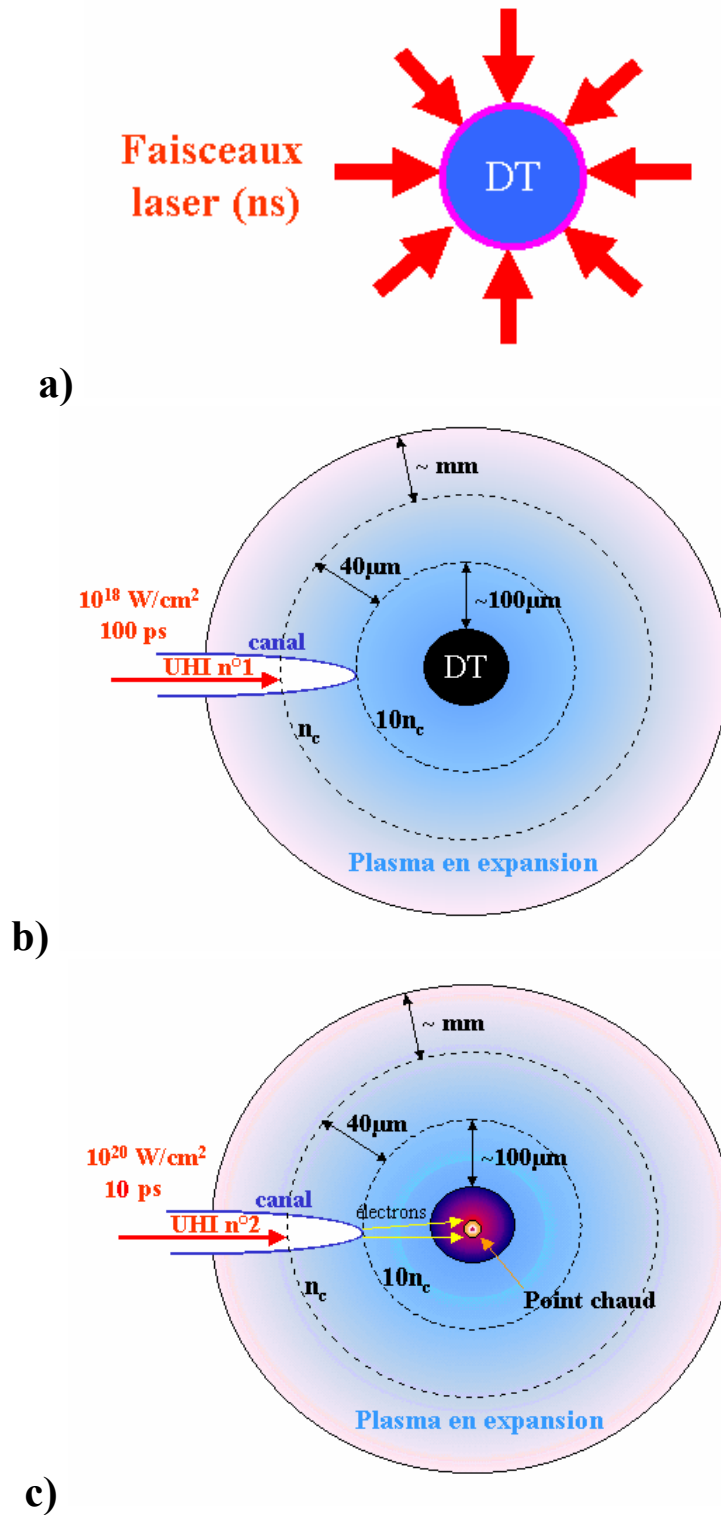


Figure 1.4. Schéma allumeur rapide: 1) compression classique; 2) creusement d'un canal dans le plasma; 3) génération des électrons rapides qui traversent le plasma sur-critique

D'abord on réalise une compression modérée (adiabatique), avec des lasers de puissance en régime ns; cette compression n'a pas vocation à créer un point chaud ([figure 1.4.a](#)), ce qui relâche sensiblement les conditions énergétiques sur le laser ns.

Dans une deuxième étape, après un temps suffisamment court (temps de stagnation pour que la cible soit toujours comprimée), un premier faisceau laser à ultra-haute intensité (UHI), de ~ 100 ps de durée et d'une intensité de 10^{18} W/cm², interagit avec la couronne du plasma (de longueur millimétrique) entourant le cœur comprimé et creuse un canal dans le plasma ([figure 1.4.b](#)). Le canal est formé par l'expulsion latérale et la pression du plasma. L'expulsion latérale est induite par le champ laser qui éjecte les électrons transversalement, ces derniers entraînant aussi les ions par le champ statique de charge d'espace du plasma. La poussée longitudinale est réalisée par la pression du laser, et peut être rallongée considérablement par transparence induite. Cette transparence induite est un effet relativiste, où la masse des électrons augmente et la fréquence plasma change, permettant au faisceau laser de pénétrer le plasma jusqu'à des densités 10 fois plus grandes que la densité critique classique. Ceci fait un gain de parcours de quelques dizaines de microns dans le plasma sur-critique.

Dans la dernière étape, une deuxième impulsion laser très courte ($>10^{20}$ W/cm², 10 ps) passe dans le canal déjà créé par la première impulsion UHI (qui sert de guide optique), et interagit avec le plasma sur-critique ($10n_c$), qui se trouve à plusieurs dizaines de μm du cœur comprimé ([figure 1.4.c](#)). Les photons ne pouvant traverser ce plasma très dense, ce sont les électrons supra-thermiques créés par l'interaction du laser UHI avec le plasma dense qui vont se propager sur une centaine de microns et atteindre la région périphérique du cœur où ils se thermalisent en déposant leur énergie sur une petite zone (le point chaud).

La température du combustible peut alors monter vers le seuil d'ignition. Pour déposer l'énergie dans une telle zone, il faut que les électrons aient un libre parcours moyen dans le DT dense compatible avec la distance à parcourir jusqu'au cœur. Les calculs de pouvoir d'arrêt des électrons dans le DT comprimé [[Deutsch \(1996\)](#)] montrent que les électrons doivent avoir une énergie approximative de 1.5 MeV pour déposer le maximum d'énergie dans un point chaud du cœur.

Pour que l'allumeur rapide soit capable d'apporter localement, au niveau du cœur comprimé, le supplément d'énergie, il faut que les électrons aient les propriétés suivantes:

- propagation à travers le plasma dense sans perte d'énergie importante
- forte directivité du faisceau
- fort dépôt d'énergie au point chaud du DT comprimé

I.C. L'objectif et le plan de cette thèse

Les études contenues dans cette thèse s'inscrivent dans le contexte de l'allumeur rapide, et concernent plus particulièrement l'étape de génération et transport des électrons rapides créés dans l'interaction de l'impulsion UHI sub-ps ($>10^{19}$ W/cm²) avec le plasma sur-critique. On a vu que les électrons doivent avoir des propriétés spéciales pour réaliser les conditions d'ignition sur un point chaud du cœur combustible.

Dans cette thèse on va faire une étude de ces électrons, pour bien connaître leurs propriétés en termes de génération, transport, énergie, température, chauffage, etc.

Le deuxième chapitre est dédié à un rappel théorique de l'interaction d'une impulsion UHI avec un plasma. Les différents mécanismes de génération et transport des électrons y sont analysés. Des simulations numériques faites en collaboration avec le centre de physique théorique (CpHT) et le CEA renforcent certaines prédictions théoriques. Les problèmes de transport, c'est-à-dire de propagation des électrons dans la matière sont également traités.

Le troisième chapitre fait une rétrospective des expériences passées qui ont été faites dans plusieurs laboratoires, dans le contexte de ce sujet. Les divers diagnostics montrent quelques aspects qualitatifs et quantitatifs des électrons, comme leur énergie totale, température, transport, chauffage, etc.

L'outil principal utilisé comme diagnostic dans cette thèse est le rayonnement de transition, dont une grande partie du quatrième chapitre y est réservé. On verra les propriétés de ce rayonnement en fonction de l'électron qui le produit et le cadre théorique qui permet de quantifier ces aspects, et comment l'analyse de ce rayonnement permet de remonter aux propriétés des électrons qui sont à l'origine de l'émission. On va traiter aussi deux autres types de rayonnement: le rayonnement bremsstrahlung et le rayonnement synchrotron. Cependant ces mécanismes s'avèrent moins efficaces que le rayonnement de transition, dans nos conditions.

Le cinquième chapitre présente la chaîne expérimentale, les différentes expériences qui ont été faites et les diagnostics implantés. Les principales voies de mesure expérimentale sont l'analyse spatiale, temporelle et spectrale du rayonnement de transition émis par les électrons. Les résultats obtenus sont montrés dans le sixième chapitre.

Le septième chapitre montre les modèles théoriques développés pour expliquer les données expérimentales. Ces modèles permettent de faire ressortir les propriétés qualitatives et quantitatives des électrons. Un modèle complet contenant la généralisation de toutes les hypothèses employées, est proposé à la fin du chapitre. C'est un modèle décrivant des électrons ultra-relativistes cohérents, émis en paquets périodiques à partir d'un point source (tache focale du laser), qui se propagent balistiquement dans une cible métallique.

Le dernier chapitre est réservé à la conclusion générale de cette étude et les perspectives pour des études prochaines.

Chapitre II - Interaction laser-plasma en régime femtoseconde. Rappels théoriques sur la génération et le transport des électrons.

Ce chapitre présente, en première partie, une description des phénomènes physiques qui apparaissent lors de l'interaction laser-matière en régime femtoseconde à haut flux, avec les lois d'échelle et les grandeurs caractéristiques. Ces considérations théoriques sont importantes pour la compréhension des résultats expérimentaux obtenus dans nos conditions, avec des intensités laser entre 10^{18} et 5×10^{19} W/cm².

La deuxième partie est consacrée à des simulations PIC montrant certaines particularités de la génération et transport des électrons créés dans ces interactions.

II.A. Définition des grandeurs et des équations élémentaires. Transparence induite et auto-guidage. Pré-plasma.

Dans le régime des intensités $> 10^{18}$ W/cm², le champ laser est suffisamment fort pour développer des processus de couplage laser-plasma non linéaires :

$$E_{Laser} = 2.7 \cdot 10^{12} \sqrt{\frac{I}{I_{18}}} \text{ [V/m]} \quad (2.0)$$

Les électrons sont soumis à des forces de Lorentz très fortes, associés au champ laser. Ils sont rapidement arrachés des atomes et accélérés:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e(\vec{E} - \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

L'électron commence par osciller parallèlement au champ électrique du laser, donc en direction transverse, et la vitesse maximale atteinte sera:

$$\frac{P_{osc}}{mc} = \frac{v_{\perp}}{c} = a_0 = \frac{eE}{m\omega c} = 0.85 \sqrt{I_{18} \lambda_{\mu}^2 / 1.37} \quad (2.2)$$

où a_0 est la composante perpendiculaire de la vitesse réduite.

Si $I_{18} \lambda_{\mu}^2 \sim 1$ l'électron devient relativiste et la composante magnétique ($B=E/c$ dans le vide) n'est plus négligeable devant celle électrique. L'électron acquiert donc un mouvement

longitudinal. Dans ces conditions, l'impulsion et l'énergie d'un électron, initialement au repos, interagissant avec une onde plane dans le vide sont [Landau (1975)]:

$$\frac{p_z}{mc} = \frac{a_0^2}{2}, \quad \frac{p_\perp}{mc} = a_0, \quad \frac{E_{cin}}{mc^2} = \gamma - 1 = \frac{a_0^2}{2} \quad (2.3)$$

Donc pour un éclaircissement de $\sim 10^{19}$ W/cm² et $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ on a $a_0=2.7$, donc $E_{cin}=1.8$ MeV (pour comparaison l'énergie au repos de l'électron est $mc^2=0.511$ MeV).

Dans ces types d'interaction l'électron n'est pas isolé mais noyé dans un plasma (souvent le plasma de la cible ionisée). Ce plasma a des propriétés importantes pour la propagation de l'impulsion laser.

II.A.1. Transparence induite:

Dans le régime relativiste la masse des électrons augmente: $m = \gamma m_0$. Le changement de cette masse entraîne l'abaissement de la fréquence plasma effective du milieu (qui est la fréquence critique de coupure du laser, c'est-à-dire la densité maximale jusqu'à laquelle le laser peut se propager):

$$\omega'_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{\gamma}} \quad (2.4)$$

$$\text{avec } \omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_c e^2}{\epsilon_0 m_0}} \quad (2.5)$$

où n_c est la densité critique.

Ceci signifie que la densité maximale atteinte par le laser sera plus grande que la densité critique classique. Un laser de fréquence $\omega'_{cr} < \omega < \omega_c$ est donc capable de pénétrer dans un plasma sur-critique. Ce processus s'appelle **transparence induite** [Guérin (1996), Lefebvre (1995)], et c'est la conséquence directe des mouvements relativistes des électrons pour des intensités supérieures à 10^{18} W/cm². Suivant l'éclaircissement, le laser peut atteindre des densités jusqu'à $10n_c$.

II.A.2. Auto-guidage (focalisation) relativiste

La modification de la fréquence plasma affecte aussi l'indice de réfraction, les deux valeurs étant directement liées par:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma \omega^2}} \quad (2.6)$$

Comme le laser a un profil spatial radial (une gaussienne), avec une intensité plus grande dans l'axe, l'indice de réfraction est lui aussi plus grand dans l'axe, ce qui induit une courbure du front d'onde du laser, qui provoque la convergence du laser dans l'axe. Si cet effet est suffisamment fort pour compenser la diffraction, l'impulsion peut se propager de façon collimatée sur des distances supérieures à la longueur de Rayleigh. Ce mécanisme s'appelle

auto-guidage relativiste, et il requiert une puissance plus grande que la puissance critique [Max (1974), Borisov (1995)]:

$$P_c (GW) = 17 \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)^2 = 17 \left(\frac{n_c}{n_e} \right) \quad (2.7)$$

II.A.3. Pré-plasma

Les impulsions ultra-courtes UHI sont toujours accompagnés par un long piédestal d'intensité relativement faible, mais atteignant souvent des intensités $>10^{15}$ W/cm², donc suffisamment pour ioniser la matière de la cible. Ce piédestal est le résultat de l'amplification spontané (ASE - Amplified Spontaneous Emission) des photons dans le milieu active. Au cours de l'interaction d'une impulsion femtoseconde avec un solide, un plasma de faibles dimensions se crée ainsi en face avant (d'autant plus faibles que le contraste de l'impulsion laser est bon). Ce plasma subit seulement une faible expansion hydrodynamique sur l'échelle de temps de l'interaction femtoseconde. Le long plasma coronal sous-critique, caractéristique de l'interaction nanoseconde, n'a pas le temps de se constituer et les conditions pour la génération d'une onde de choc ne se vérifient pas.

a) Considérants théoriques

Afin de trouver les dimensions du plasma sous-critique, il faut estimer la vitesse du front d'ablation (ce front est le plan où la matière est éjectée vers le vide). On traite le plasma comme un gaz en expansion isotherme, donc la vitesse d'ablation est la même que la vitesse sonore ionique:

$$v_{abl} \approx c_s \approx \sqrt{\frac{Z^* T_e}{m_i}} \quad (2.8)$$

ou Z^* est le degré d'ionisation moyen, m_i la masse ionique et T_e la température électronique. La température électronique est beaucoup plus grande que la température ionique (laquelle on néglige). Dans l'approximation du gaz parfait et en supposant que l'équilibre thermodynamique s'établit, on peut obtenir la température du plasma en fonction de l'intensité du laser [Rozmus & Tikhonchuk (1992)]:

$$T_{plasma} [keV] = 16 Z^{-5/8} \left(\frac{\lambda_0}{\mu m} \right)^{-1/2} \left(\frac{I_0}{10^{18} W / cm^2} \right)^{3/4} \quad (2.9)$$

La température électronique locale est déterminée par l'équilibre entre le taux d'absorption de l'énergie laser et l'efficacité du transport thermique vers l'intérieur de la cible. Comme la zone de l'expansion hydrodynamique est très petite, la zone de conduction thermique est restreinte et la température du plasma augmente vite avec l'intensité du laser.

Dans le régime fs la vitesse d'ablation du plasma est $\sim 5 \times 10^7$ cm/s, valeur comparable à celle du régime ns. L'expansion du plasma est très faible, souvent inférieure à la longueur d'onde du laser. L'interaction se produit alors quasiment avec un solide, à des densités sur-critiques. Pour des intensités $> 10^{18}$ W/cm² la pression de radiation est suffisante pour équilibrer l'expansion du plasma, raidir ainsi son gradient de densité. Aux fortes intensités il peut même y avoir un enfoncement de la surface critique à l'intérieur de la cible par la force pondéromotrice du laser, changeant la géométrie de l'interaction (hole boring).

Analysant le profil spatial de densité et température du plasma, on distingue trois zones principales:

- **zone d'expansion**: c'est une zone de densité inférieure à celle du solide n_s et correspondant au plasma en détente devant la cible. La longueur typique de décroissance de la densité vers le vide (appelé longueur de gradient) est:

$$L_{\text{grad}} \approx \tau c_s \quad (2.10)$$

où τ est la durée de l'impulsion laser (quelques centaines de fs). Donc ces dimensions vont de quelques 10 nm à 1 μ m.

- **l'épaisseur de peau**: cette épaisseur est au-delà de la densité critique et montre la distance sur laquelle le laser pénètre dans le plasma sur-critique:

$$L_{\text{peau}} = \frac{c}{\omega_{pe}} \quad (2.11)$$

Elle vaut ~ 10 nm. Comme la densité critique se trouve spatialement très proche de la densité du solide, on peut considérer que le laser se couple directement avec les particules du solide

- **zone de conduction thermique**: c'est la zone dans laquelle l'énergie est transportée par les électrons thermiques vers les régions plus profondes de la cible.

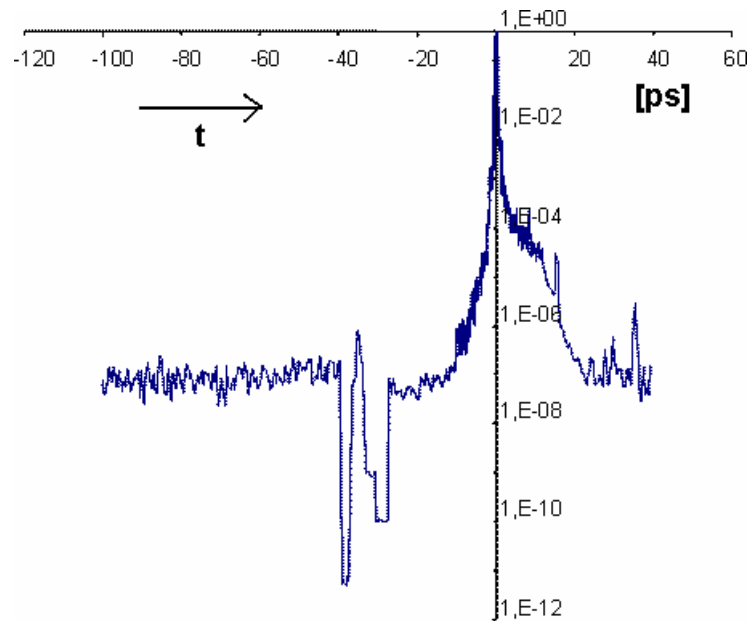
Pour accéder aux conditions réales d'interaction valables dans notre cas (sur la chaîne 100 TW), des mesures expérimentales ont été faites pour déterminer le profil temporel de l'ASE et le profil spatial du pré-plasma.

b) Pré-plasma sur la chaîne 100 TW de LULI - mesures expérimentales

Le profil temporel du laser a été mesuré expérimentalement ([figure 2.1](#)) en utilisant un auto-corrélateur à 3ω (Séquoia) [[Sauteret \(2003\)](#)]. Ce dispositif a une dynamique de 10^{10} avec une résolution temporelle de 100 fs, pour une plage de 0 à 10 ps. Le contraste expérimental de l'impulsion, en intensité, est de 10^4 à 2 ps et 10^7 à 10 ps (à partir du centre de l'impulsion).

Des mesures d'interférométrie, à 3ω , ont été faites pour détecter le plasma créé par l'ASE en face avant d'une cible [[Roth \(2002\)a, b](#)]. Un plasma étroit, de haute densité, qui s'étale en dehors de la cible, a été observé. La de-convolution de l'interférogramme a donné une densité électronique de $\sim 5 \times 10^{19}$ cm⁻³, avec une échelle spatiale exponentielle de ~ 30 μ m. Les mesures ont été faites à 8 ps après l'impulsion principale, sachant que l'ASE commence ~ 2 ns plus tôt.

Pour la chaîne 100 TW du LULI la température du pré-plasma est estimée autour de quelques centaines d'eV, comme le montre des simulations.



*Figure 2.1. Mesure expérimentale du profil temporel de l'ASE de la chaîne 100 TW.
Le contraste est de $\sim 10^8$ en intensité.*

Après avoir passé en revue les principaux phénomènes liés à l'interaction laser-plasma en régime femtoseconde, on s'intéresse dans la suite aux mécanismes qui peuvent accélérer des électrons suivant les diverses conditions. On verra que ces mécanismes dépendent fortement des conditions d'interaction (intensité, pré-plasma, etc.). A la fin on va identifier les mécanismes d'accélération les plus probables qui correspondent aux conditions d'interaction de la Chaîne 100 TW.

II.B. Génération des électrons rapides

On considère d'abord une onde plane. On sait qu'une telle onde confère à un électron, initialement en repos, une énergie cinétique $\approx a_0^2 / 2$. La loi de Woodward montre que le moment canonique de l'électron, ainsi que le potentiel vecteur de l'onde se conservent durant l'interaction. Donc dès que l'impulsion laser disparaît, l'électron s'arrête. Il est impossible d'accélérer un électron dans une onde plane uniforme, sauf si l'adiabacité du mouvement est brisé. Dans ce cas l'électron s'échappe de l'onde laser et emporte avec lui une certaine énergie cinétique. Les paragraphes suivants montrent les principaux mécanismes d'absorption de l'onde laser susceptibles d'accélérer des électrons, suivant l'intensité laser et les caractéristiques du plasma à l'avant de la cible (longueur de gradient).

II.B.1. Absorption collisionnelle (bremsstrahlung inverse)

Lors des collisions entre les électrons et les ions du plasma, l'énergie d'oscillation des électrons dans le champ laser est convertie localement en énergie thermique. Le taux d'absorption est [Rozmus (1996)]:

$$A_{coll} = \frac{\omega_0}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{8\nu_{ei}}{\omega_0}} \quad (2.12)$$

où ν_{ei} est la fréquence des collisions électron-ion. Pour un plasma Maxwellien, cette fréquence est [Kruer (1988)]:

$$\nu_{ei} = 3 \times 10^{-6} \frac{Z^* n_e \ln \Lambda_{ei}}{T [keV]^{3/2}} \quad (2.13)$$

Z^* est le degré d'ionisation et $\ln \Lambda_{ei}$ est le logarithme coulombien. L'absorption augmente avec la densité électronique et atteint son maximum autour de la densité critique. Il convient de ne pas avoir un gradient de densité trop raide ($L_{grad}/\lambda_0 > 1$) pour que l'interaction soit efficace sur plusieurs périodes laser.

Cette absorption collisionnelle est dominante plutôt à des faibles intensités laser, mais devient négligeable au-delà de 10^{15} W/cm^2 . Ceci s'explique par la fréquence des collisions électron-ion, qui diminue avec la température.

II.B.2. Absorption par effet de peau anormal

A haute température, le libre parcours moyen de l'électron augmente et peut même dépasser l'épaisseur de peau $L_{peau} = c/\omega_{pe}$. Si la distance moyenne parcourue pendant une période laser vérifie $v_{th}/\omega_0 > L_{peau}$, le champ laser transporte son énergie en profondeur dans le plasma au-delà de l'épaisseur de peau. La fréquence des collisions effective devient:

$$\nu_{eff} = \frac{v_{th}}{L_{anormal}} \quad (2.14)$$

où $L_{anormal}$ est l'épaisseur de peau anormale [Weibel (1967)]:

$$L_{anormal} = \sqrt[3]{\frac{v_{th}}{c} \left(\frac{\omega}{\omega_{pe}} \right)} \quad (2.15)$$

Le taux d'absorption associé à ce mécanisme est [Yang (1995)]:

$$A_{anormal} = \sqrt[3]{\frac{\omega_0^2 v_{th}}{\omega_{pe}^2 c} \sqrt{\frac{2}{\pi}}} \quad (2.16)$$

Cette absorption s'applique à des impulsions courtes (quelques centaines de femtosecondes) qui interagissent avec un gradient raide de densité: $L_{grad}/\lambda_0 < 1$.

II.B.3. Absorption résonante

Ce processus est de type non-collisionnel, et suppose une onde laser polarisée p interagissant en incidence oblique avec le plasma (un angle θ par rapport à la normale de la cible) [Freidberg (1972)]. La composante électrique du laser E_z , normale à la cible, excite de façon résonante une onde plasma longitudinale. L'onde plasma s'accroît vite, mais elle est limitée par la convection thermique et, plus important, par le déferlement qui a lieu lorsque la vitesse d'oscillation v_{osc} s'approche de la vitesse de phase de l'onde plasma v_ϕ [Dawson (1959)]. Ainsi, la perte de périodicité des trajectoires électroniques favorise l'accélération des électrons à des énergies élevées. Le taux d'absorption de ce mécanisme est [Wilks & Kruer (1997)]:

$$A_{reson} = \frac{1}{2} \left[2.3 \cdot \sqrt[3]{\frac{2\pi L_{grad}}{\lambda_0}} \cdot \exp\left(-\frac{4\pi L_{grad}}{3\lambda_0}\right) \right]^2 \quad (2.17)$$

Il existe un angle pour lequel l'absorption est maximale:

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\sqrt[3]{\frac{\lambda_0}{2\pi L_{grad}}}\right) \quad (2.18)$$

La population d'électrons accélérés par ce mécanisme a une distribution Maxwellienne, avec une température [Forslund (1977)]:

$$T_h[\text{keV}] \sim 10(T_e I_{16} \lambda[\mu\text{m}]^2)^{1/3} \quad (2.19)$$

Ce mécanisme s'affaiblit dans le cas des gradients de densité très raides, quand l'amplitude de l'oscillation des électrons dépasse la longueur de gradient: $\frac{L_{grad}}{\lambda_0} < \frac{v_{osc}}{2\pi c}$. Dans ce cas l'onde plasma n'existe plus, car elle est excitée et amortie sur chaque période laser.

II.B.4. Chauffage d'écrantage (Vacuum Heating)

Le chauffage d'écrantage, appelé effet Brunel [Brunel (1987), Bonnaud (1991), Gibbon & Bell (1992)] peut-être considéré comme une absorption résonante, mais dans le cas d'une cible à bord raide. On considère toujours une impulsion laser en incidence oblique et polarisée p. Les électrons sont arrachés de la cible, sur l'épaisseur de peau, par la composante E_z du champ électrique normale à la cible, pendant la première demi-période. Comme la densité électronique est très grande, les électrons arrachés sont assez nombreux pour écranter le champ en surface du plasma, puis dans la même période du laser, sont réinjectés dans la cible où ils sont absorbés. Donc ils se découplent du laser à chaque période, en gagnant de l'énergie. Ceci implique l'accélération de paquets d'électrons à la fréquence du laser.

Le chauffage d'écrantage peut être plus efficace que l'absorption résonante pour $\frac{v_{osc}}{\omega} > L_{grad}$. L'énergie moyenne des électrons accélérés est $\sim \frac{1}{3} \sqrt[3]{I \lambda [\mu\text{m}]^2}$.

II.B.5. Accélération $\vec{J} \times \vec{B}$ (pondéromotrice)

Ce mécanisme est important pour des forts éclaircissements laser, de plus de 10^{18} W/cm². Dans de tels régimes on a des effets non linéaires liés aux forts gradients de densité. Ces effets font apparaître une force capable de pousser d'une façon macroscopique la surface critique vers l'intérieur de la cible. Cette force s'appelle *force pondéromotrice*. Le profil spatial et temporel du laser garantit les gradients d'intensité dans les directions transversale et longitudinale.

Dans un champ laser inhomogène la force non-linéaire agissant sur un électron est [Kruer (1985)]:

$$\vec{F}_{nl} = -\frac{e^2}{2m_e\omega_0^2} \left[\nabla \left(|\vec{E}_0(\vec{r})|^2 \right) \cdot (1 + \cos(2\omega_0 t)) \right] \quad (2.20)$$

Pour le cas relativiste cette force devient:

$$\vec{F}_{nl} = \nabla(\gamma - 1)m_e c^2 \quad (2.21)$$

La force pondéromotrice effective est la moyenne du (2.21) sur une période laser:

$$F_p = \langle \vec{F}_{nl} \rangle = -\frac{e^2}{4m_e\omega_0^2} \nabla \left(|\vec{E}_0(\vec{r})|^2 \right) = -\frac{1}{n_c} \nabla \frac{I_0}{2c} \quad (2.22)$$

Quelle que soit la charge des particules, elles sont éjectées des régions de champ fort. Cet effet est moins important pour les ions, en raison de leur masse plus grande. Mais ils suivent les électrons sous la force de charge d'espace (sur une échelle temporelle de l'ordre de quelques ps). Donc la force pondéromotrice provoque indirectement l'enfoncement de la surface de la cible (*hole boring* [Pukhov (1997)]).

La partie oscillante est à l'origine du chauffage, même si cette partie ne contribue pas au mouvement macroscopique des électrons.

Dans ce régime relativiste la composante magnétique est comparable à celle électrique. En combinant ces forces avec celles de la charge d'espace, on obtient une trajectoire électronique en forme de "8", superposée à un mouvement de dérive qui dépend du gradient du champ laser. Les électrons ne sont plus couplés adiabatiquement à l'oscillation du laser et ils se déphasent à chaque demi-période du laser. Il en résulte des trains (paquets) d'électrons émis deux fois par période laser, ayant des énergies avec une distribution Maxwellienne, dont la température suit le potentiel pondéromoteur associé à un mouvement purement transverse [Wilks (1992)]:

$$T_h \approx \phi_p = (\gamma_{\perp} - 1)m_e c^2 \approx 0.511 \text{ MeV} \left[\sqrt{1 + 0.7 \left(\frac{I_0}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right) \left(\frac{\lambda_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2} - 1 \right] \quad (2.23)$$

Plusieurs simulations PIC justifient cette loi d'échelle ainsi que l'apparition des paquets électroniques périodiques, en liaison avec la fréquence du laser: [Mackinnon (2002), Lefebvre (1996), Lasinski (1999)].

II.B.6. Absorption paramétrique

On sait que l'impulsion fs est toujours accompagnée par un piédestal (ASE) d'intensité beaucoup plus faible, mais suffisante pour ioniser la cible. Comme il commence quelques centaines de ps à plusieurs ns avant l'impulsion principale, un plasma se forme à l'avant de la cible, s'étalant sur quelques dizaines de microns. L'impulsion fs interagit donc avec ce plasma siège de nombreuses instabilités. Ces instabilités résultent du couplage du laser avec des ondes électrostatiques du plasma ou des ondes électromagnétiques diffusées. Ces instabilités peuvent mener à l'accélération d'électrons.

Le mécanisme le plus efficace d'accélération est la diffusion Raman stimulée (en particulier vers l'avant), où le battement de l'onde laser avec l'onde diffusée amplifie une onde plasma électronique longitudinale. Les électrons qui ont une vitesse proche de la vitesse de phase de l'onde plasma sont piégés par cette onde. L'énergie gagnée par les électrons dépend de la perturbation en densité:

$$\Delta\gamma = 4\gamma_{ph}^2 \frac{\delta n_e}{n_e} \quad (2.24)$$

où γ_{ph} est le facteur relativiste associé à la vitesse de phase de l'onde plasma, et n_e est la densité du plasma. L'accélération a lieu sur une distance $l_d \approx \lambda_0 \gamma_{ph}^3$. Ce type d'accélération peut être très efficace, l'énergie de l'électron pouvant aller jusqu'à la centaine de MeV dans les domaines très sous-critiques ($n_e \sim 10^{-2} n_c$) [Modena (1995), Gordon (1998)].

Cette instabilité est aussi possible dans les densités sur-critiques, grâce à la transparence induite à des fortes intensités, mais son efficacité est négligeable devant les autres mécanismes d'accélération agissant dans ces conditions.

II.B.7. Discussion sur les divers mécanismes d'accélération

Certains mécanismes d'accélération peuvent dominer, selon les conditions d'interaction, comme l'intensité du laser, la longueur de gradient du plasma ou la géométrie d'interaction.

Une longue rampe de densité favorise plutôt le chauffage paramétrique, mais n'exclut pas l'accélération de type $v \times B$, car la surface de la cible peut être raidie par effet pondéromoteur.

Une incidence normale n'est pas incompatible avec l'absorption résonante ou le chauffage d'écrantage. La focalisation de l'onde laser sur la cible est accompagnée par une composante électrique longitudinale. De plus, pour des hautes intensités la surface de la cible est déformée et le laser interagit localement en incidence oblique avec la surface de la cible.

L'ensemble des mécanismes présentés dans ce chapitre a été pris en compte par des simulations PIC.

Le spectre en énergie des électrons, au niveau de la surface d'interaction, montre une distribution Maxwellienne en énergie [Wilks (1992)]:

$$f(\gamma, T_h) \propto \exp\left[-\frac{m_0 c^2 (\gamma - 1)}{T_h}\right] \quad (2.25)$$

Aux électrons accélérés on peut associer une température de distribution T_h qui représente l'énergie cinétique moyenne des électrons accélérés. Cette température peut être bien supérieure à la température du plasma dont ces électrons sont issus.

Plusieurs expériences ont mesuré cette température dans diverses conditions d'interaction et il en a été tiré deux expressions, l'une empirique [Beg (1997)]:

$$\text{Beg: } T_h[\text{keV}] = 100 \left[\left(\frac{I_0}{10^{18} \text{W/cm}^2} \right) \left(\frac{\lambda_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (2.26)$$

et l'autre reposant sur le chauffage pondéromoteur [Wilks (1992)]:

$$\text{Wilks: } T_h \approx 0.511 \text{MeV} \left[\sqrt{1 + 0.7 \left(\frac{I_0}{10^{18} \text{W/cm}^2} \right) \left(\frac{\lambda_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2} - 1 \right] \quad (2.27)$$

(énergie pondéromotrice)

La formule de Beg considère un angle d'incidence de 30° , favorisant l'absorption résonante ou le chauffage d'écrantage. Cependant, les simulations de Wilks favorisent le chauffage $v \times B$, qui montrent une température plus importante que (2.26) pour plus de 10^{18}W/cm^2 .

La figure 2.2 montre l'évolution de la température avec l'intensité du laser, pour les deux cas. On observe que la température augmente vite avec l'éclairement.

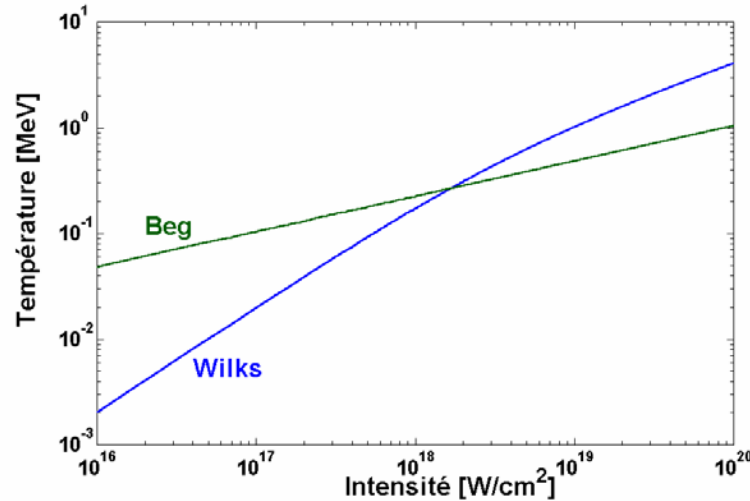


Figure 2.2. La température des électrons accélérés augmente avec l'intensité du laser, dans les deux types de simulations.

En pratique on peut avoir plusieurs mécanismes d'accélération dans des différents endroits de la tache focale. Ceci est possible à cause des irrégularités de la cible ou des non uniformités de l'éclairement du laser (points chauds, filaments). Donc la population électronique peut avoir plusieurs températures distinctes [Tichonchuk (2002)]. Cette distribution peut se modifier pendant la propagation dans la cible à cause des collisions ou instabilités de transport, mais les diverses populations peuvent être estimées de façon séparée. Par exemple, une population ayant une température élevée ($> \text{MeV}$) mais une énergie totale faible ($\sim 10 \text{ mJ}$) ne perturbe pas le milieu de façon significative, donc elle n'aura pas

d'influence sur la propagation d'une population moins rapide, arrivant plus tard. C'est le cas des cibles métalliques, dont la densité des électrons de conduction est plus grande que la densité électronique du faisceau, favorisant l'apparition d'un courant de retour (en effet le courant électronique est plus grand que la limite d'Alfvén (quelques 10^7 A) [Alfven (1939)] ce qui impose l'apparition d'un courant de retour formé par les électrons de conduction, mis en mouvement par les forts champs magnétiques).

II.C. Transport dans un solide

Dans cette section, nous nous proposons de faire un rappel théorique des processus d'interaction d'un faisceau d'électrons relativistes avec une cible solide. Ce sujet a fait l'objet de la thèse de Laurent Gremillet. Le lecteur plus intéressé par ce sujet pourra y trouver [Gremillet (2001)] une théorie très détaillée sur le transport électronique, accompagné par des simulations numériques.

Dans ce chapitre nous nous résumons seulement à une synthèse contenant les résultats les plus importants dans le contexte de nos expériences.

II.C.1. Généralités sur le transport

La propagation d'un faisceau d'électrons relativistes est un phénomène qui met en jeu plusieurs processus simultanément:

- La densité élevée du milieu de propagation impose de prendre en compte les collisions élastiques et inélastiques des électrons avec les atomes. Les collisions élastiques sont responsables de la divergence angulaire du faisceau ; les collisions inélastiques contribuent au ralentissement des électrons et au chauffage du milieu.
- Les électrons n'étant pas injectés de l'extérieur mais arrachés aux premières couches du milieu de propagation, cela entraîne une forte séparation de charge et un champ électrostatique longitudinal de rappel, qui s'oppose à la propagation.
- La densité de courant associé aux électrons donne lieu à la formation d'un champ magnétique azimutal, qui tend à collimater les électrons par l'intermédiaire de la force de Lorentz, et d'un champ électromoteur qui s'oppose lui aussi à la propagation des électrons. Une neutralisation en charge quasi-parfaite permet d'éviter l'explosion coulombienne du faisceau.
- Le champ électromoteur que l'on vient d'évoquer induit la formation d'un courant de neutralisation (courant de retour) auquel participent les électrons libres du milieu. Ce courant neutralise localement de manière partielle le faisceau rapide et permet de réduire la densité de courant net en dessous du seuil d'Alfvén, qui correspond à l'autosuppression d'un faisceau de particules chargées sous l'effet de ses forces magnétiques internes.
- L'énergie cinétique des électrons rapides est cédée au milieu par les collisions inélastiques et par l'effet ohmique associé au courant de retour. Ce chauffage est suffisant pour ioniser les atomes et changer la conductivité électrique du milieu, et qui, à son tour, influence les champs et la propagation.

- La conductivité électrique à laquelle est directement lié le courant de retour est une donnée importante. Dans le cas de la matière dense et chaude (état intermédiaire entre un plasma dense et un solide froid) c'est un paramètre encore mal connu, à la fois du point de vue expérimental et théorique.
- La présence simultanée du courant de retour, du courant rapide, du champ magnétique azimutal, ainsi que des non uniformités dans la conductivité peut conduire à la formation d'instabilités à l'échelle microscopique et macroscopique par rapport à la taille du faisceau), qui compliquent la description de la propagation.

Tous les processus évoqués sont fortement couplés entre eux et se manifestent à l'intérieur même du milieu de propagation.

Dans les paragraphes suivants nous considérons en général comme milieu de propagation l'aluminium, dans l'explication des différents processus liés au transport des électrons rapides.

II.C.2. Diffusion angulaire

La collision d'un électron avec un atome du milieu est de nature élastique en raison de la grande différence de masse et donne lieu à une déflexion angulaire de la trajectoire de l'électron, tandis que l'atome n'est sujet à aucune excitation.

Le point de départ est l'approche classique de Rutherford, où l'atome est considéré comme une charge ponctuelle, source d'un potentiel coulombien, interagissant avec l'électron incident. Dans cette approche, la section efficace différentielle en fonction de l'angle de diffusion θ est donnée par:

$$\sigma_{Ruth}(\theta) = \frac{4Z^2e^4}{m_e^2v^4} \frac{1}{(4 \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} \quad (2.28)$$

En considérant la dépendance de la section efficace avec Z , v et θ on constate que la diffusion sera très efficace pour des électrons peu énergétiques dans un solide à Z élevé et que les collisions à petit angle de déflexion dominant. La théorie classique tombe en défaut dans le cas des petits et des grands angles de déflexion. Le premier cas - le plus fréquent - correspond aux collisions avec un paramètre d'impact important, où l'électron incident rencontre un potentiel qui décroît plus rapidement que $1/r$ à cause de l'écrantage du noyau par les électrons atomiques. Le deuxième cas - très rare - correspond à des paramètres d'impact petits : dans ce cas la taille finie et la structure interne du noyau ne sont plus négligeables. D'autres effets relativistes et de spin interviennent pour corriger la section efficace de Rutherford. Une section efficace plus réaliste a été déterminée par un traitement quantique de la collision, où l'on résout de manière perturbative l'équation de Schrödinger pour un électron interagissant avec un potentiel atomique écranté [Nigam (1959)].

Ce modèle est valable pour des énergies cinétiques de l'électron beaucoup plus grandes que l'énergie potentielle du noyau. La section efficace de diffusion et l'angle d'écran s'écrivent, dans le cas d'un milieu non ionisé, de la manière suivante:

$$\sigma_{ela}(\theta) = \frac{4Z^2e^4}{p^2v^2} \frac{1}{(4\sin^2\frac{\theta}{2} + \theta_m^2)^2} \quad (2.29)$$

où l'on a introduit l'angle θ_m , qui dépend de la longueur caractéristique d'écrantage du potentiel atomique a . Cette longueur est typiquement remplacée par le rayon de Thomas-Fermi ($a_{TF} = 0.885(h^2/me^2)Z^{-1/3}$) et μ est une constante ~ 1 . L'effet de plusieurs collisions indépendantes à petit angle sur un faisceau d'électrons initialement collimaté fait apparaître une distribution angulaire approximativement gaussienne. La largeur de cette distribution peut être estimée à partir de la section efficace par un traitement statistique des collisions multiples dans une épaisseur s donnée. La théorie de Birkhoff [Hubbell, Jr (1982)] fournit un angle quadratique moyen de déflexion:

$$\langle \theta^2 \rangle(s) = s \frac{8\pi N_{Av} r_e^2 \rho Z(Z+1)(1-\beta^2)}{A\beta^4} \left\{ \ln \frac{\beta}{\alpha Z^{1/3} (1-\beta^2)^{1/2}} - \left(1 + \frac{\beta^2}{4}\right) + 0.56 \right\} \quad (2.30)$$

où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine et $r_e = 2.8 \times 10^{-15}$ m est le rayon classique de l'électron.

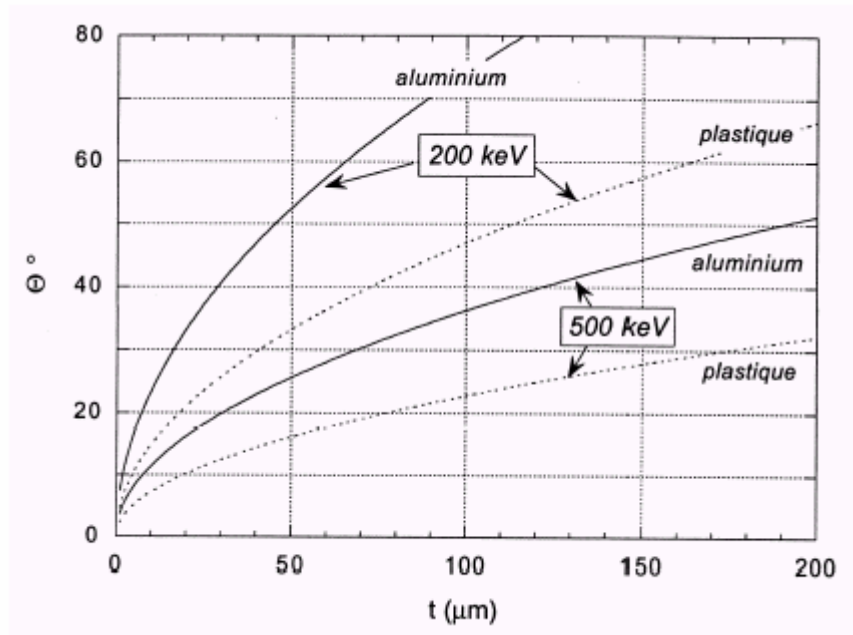


Figure 2.3. Angle de déflexion moyen du faisceau d'électron dans l'aluminium et dans le plastique pour deux énergies différentes.

La théorie fondamentale due à Molière [Molière (1947), Nigam (1959)], aboutit, toujours dans la limite de diffusion multiple à petit angle, à une expression de la fonction de distribution angulaire, qui se réduit au premier ordre à une simple gaussienne et reproduit les résultats de Rutherford, si l'on considère les ordres supérieurs.

Les collisions inélastiques sur les électrons atomiques donnent lieu, quant à eux, à une déflexion angulaire négligeable, comme on peut le voir grâce à l'expression suivante de l'angle moyen de déflexion inélastique [Egerton (1986)]:

$$\langle \theta \rangle \approx \frac{\langle \Delta E \rangle}{\beta^2 (E_k + m_e c^2)} \quad (2.31)$$

Inversement, les collisions élastiques donnent lieu à un transfert d'énergie négligeable par rapport aux collisions inélastiques. L'énergie maximale échangée s'exprime, dans le cas d'une collision élastique frontale (très rare) de la façon suivante:

$$\Delta E_{max} \approx \frac{E_k (E_k + 2m_e c^2)}{918 m_e c^2 A} \quad (2.32)$$

où A est la masse atomique. Dans le cas de l'aluminium, $\Delta E_{max}/E_k \sim 10^{-4}$ pour des électrons ayant une énergie comprise entre 100 keV et 1 MeV, ce qui est bien inférieur au transfert d'énergie inélastique.

Dans un milieu à Z élevé ($Z > 20$), le grand nombre de collisions élastiques peut conduire à une contribution au transfert énergétique moins négligeable.

L'ionisation du solide, due par exemple à l'énergie déposée par collision inélastique, change le comportement des atomes par rapport à la diffusion élastique. En présence d'ions, l'écrantage du noyau, qui dépend des électrons liés et des électrons libres réduit de façon importante l'angle d'écrantage. La section efficace totale augmente ainsi que l'angle de déflexion moyen. Cependant, il n'existe pas une théorie précise, valable dans la gamme de température qui nous intéresse (de la température ambiante jusqu'à environ 100 eV). Une approximation [Nardi (1978)] consiste à introduire un potentiel écranté tenant compte des électrons libres à l'aide d'un terme de Debye.

II.C.3. Pouvoir d'arrêt collisionnel et radiatif

L'électron incident peut interagir directement avec les électrons présents dans le milieu de propagation, électrons liés, dans le cas d'un solide froid, et aussi électrons libres, dans le cas d'un solide ionisé. Dans ce type de collision (inélastique), une fraction non négligeable de l'énergie cinétique incidente est échangée avec les électrons de la cible. On peut écrire cette perte d'énergie, de façon classique, en fonction du paramètre d'impact b:

$$\Delta E_{ee}(b) = \frac{2\gamma^2 e^4}{m_e v^2 b^2} \quad (2.33)$$

Ce transfert d'énergie, pouvant exciter et ioniser l'atome, s'exprime par une quantité dite pouvoir d'arrêt qui représente la perte d'énergie par unité de longueur d'un électron incident dans un milieu donné de densité atomique n_a . Toutes les collisions ayant une valeur permise du paramètre d'impact sont considérées et on peut écrire formellement:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi n_a \int_{b_{min}}^{b_{max}} \Delta E_{ee} db \quad (2.34)$$

Dans le cas d'un solide froid, si on considère que la réponse de chaque atome à la collision est indépendante des autres, un traitement quantique et relativiste [Bethe (1932)] permet d'exprimer le pouvoir d'arrêt comme la somme de deux termes, qui dépendent du transfert d'énergie. Pour les petits transferts d'énergie les électrons atomiques doivent être considérés comme liés, ce qui implique de tenir compte de toutes les transitions électroniques possibles de l'atome [Bethe (1933)]. Pour les transferts d'énergie importants, l'énergie de liaison de l'électron est négligeable et celui-ci peut être considéré comme libre [Møller (1932)]. La somme de ces deux contributions donne, dans le cas d'un électron incident de vitesse v (facteur de Lorentz) [Seltzer (1974)]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bethe}} = -\frac{2\pi n_a Z e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/m_e c^2)^2} + 1 - \beta^2 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right\} \quad (2.35)$$

La dépendance du pouvoir d'arrêt en fonction des caractéristiques du milieu est donné par le produit de la densité atomique et le numéro atomique ($n_a Z$) ainsi que par le potentiel moyen d'ionisation I_0 . Ce potentiel, qui traduit l'effet global de toutes les excitations atomiques possibles (d'énergie E_n et force d'oscillateur f_n), est défini par:

$$I_0 = \sum_n f_n \ln E_n \quad (2.36)$$

Les forces d'oscillateurs ne sont connues que pour les atomes les plus simples. La détermination du potentiel moyen d'ionisation peut se faire par des modèles statistiques approchés et de manière expérimentale, en mesurant le pouvoir d'arrêt dans des conditions très contrôlées où la formule de Bethe est valable et à partir des propriétés optiques du milieu. Ces données sont recensées dans le rapport ICRU [ICRU (1984)]. Une formule empirique due à Sternheimer [Sternheimer (1966)] reproduit correctement les valeurs expérimentales pour $Z \geq 13$.

La formule de Bethe est valable pour une énergie cinétique de l'électron incident bien supérieure à l'énergie de liaison des électrons atomiques. A plus basse énergie, une correction est nécessaire pour amortir la contribution au pouvoir d'arrêt des électrons des couches les plus internes [Fano (1963)]. A l'autre extrême, pour une énergie incidente très élevée, un effet collectif se manifeste (effet de polarisation ou de densité, décrit pour la première fois par Fermi [Fermi (1940), Sternheimer (1971)]): les collisions se produisent avec un paramètre d'impact qui peut être supérieur à la distance inter-atomique. Dans ce cas, la perturbation électrique que l'électron produit sur les atomes voisins influence en retour l'atome cible et modifie le ralentissement. L'effet final est une réduction du pouvoir d'arrêt, qui devient importante à haute énergie (10 % avec $E_k = 2$ MeV dans l'aluminium) et correspond au terme δ dans la formule 2.35.

Dans un solide ionisé, une partie de la population électronique de l'atome passe d'un état lié à un état libre. Ce transfert de populations a plusieurs effets sur le pouvoir d'arrêt. La contribution due aux électrons liés est réduite proportionnellement au degré d'ionisation Z^* . La formule de Bethe, sans le terme de densité, reste valable, à condition de remplacer Z par $(Z - Z^*)$ et d'utiliser un potentiel moyen adapté au cas d'un milieu ionisé, où l'écrantage du noyau est plus faible. Puisqu'une détermination expérimentale de ce potentiel n'est pas disponible, seules des approches théoriques sont possibles [Nardi (1978), More (1985), Val'chuk (1995)], basées le plus souvent sur un modèle d'atome moyen de type Thomas-

Fermi. Une formule approchée dans le cadre de ce modèle a été proposée par More [More (1985)]:

$$I_{Z^*} \approx aZ \frac{\exp(1.29q^{0.72-0.18q})}{(1-q)^{1/2}} \quad (2.37)$$

où $q = Z^*/Z$ et a est une constante empirique ~ 10 eV.

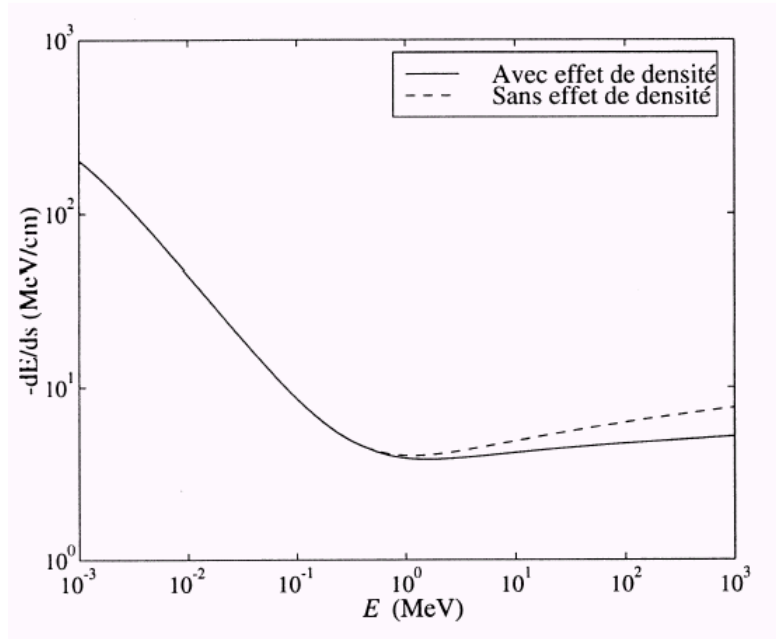


Figure 2.4. Pouvoir d'arrêt dans l'aluminium solide froid en fonction de l'énergie des électrons.

La contribution des électrons liés au pouvoir d'arrêt reste tout de même dominante jusqu'à une énergie des électrons de 100 eV .

Nous examinons maintenant les contributions au pouvoir d'arrêt dues aux électrons libres. Deux cas sont possibles, selon que l'on considère des collisions binaires ou une interaction avec des modes collectifs (excitation d'onde de Langmuir). Le premier cas est caractérisé par un paramètre d'impact $b < D$ où D est la longueur de Debye effective ($D = \min(D_{ei}, r_i)$) qui traduit l'écrantage d'une perturbation électrique dans un plasma dense. En utilisant la section efficace de collision avec les électrons libres [Møller (1932)], on obtient:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{lib} = -\frac{2\pi n_a Z^* e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \frac{1}{4\epsilon_{min}} + 1 - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right)^2 \right\} \quad (2.38)$$

où le transfert d'énergie minimum $\Delta E/E_k = \epsilon_{min} = (\lambda_{DB}/D)^2$ met en jeu la longueur d'onde de De Broglie de l'électron et la longueur de Debye effective comme paramètre d'impact maximum. Dans le cas où $b > D$ la perturbation due à l'électron incident excite une réponse collective du plasma, qui correspond à une contribution de la forme [Pines (1952)]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{pla} = -\frac{2\pi n_i Z^* e^4}{mv^2} \ln \left[1 + \left(\frac{v}{\omega_{pe} D_e \sqrt{3/2}} \right)^2 \right] \quad (2.39)$$

où ω_{pe} et D_e sont respectivement la fréquence plasma électronique et la longueur de Debye électronique. Toutefois, ce dernier cas ne s'applique pas à nos conditions expérimentales d'un plasma chaud à la densité du solide.

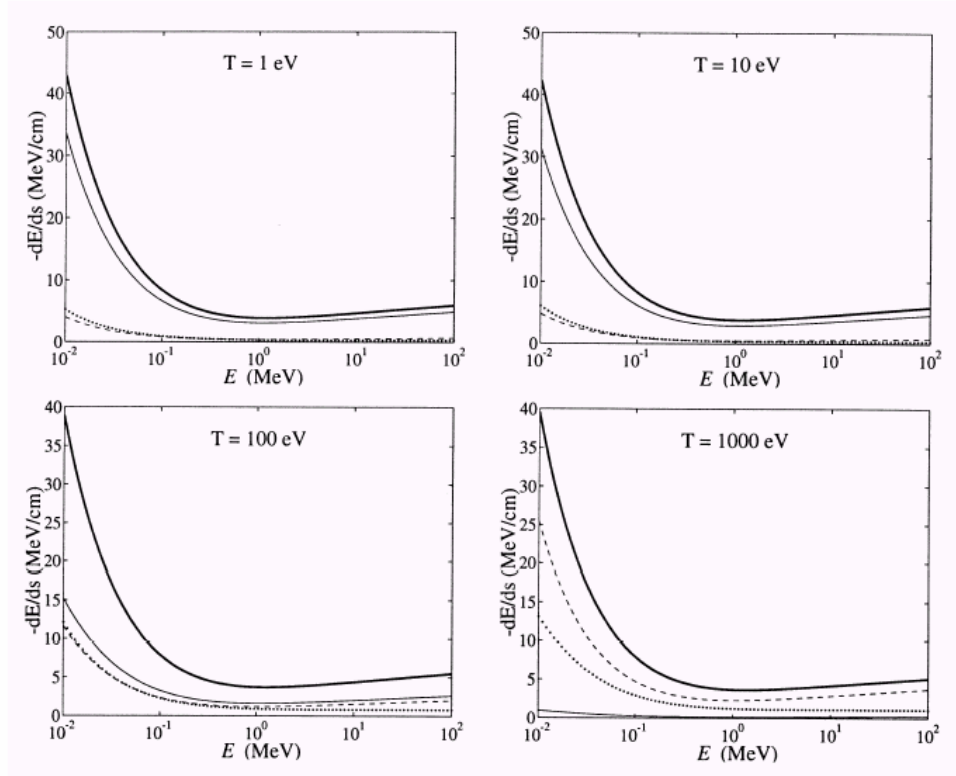


Figure 2.5. Contributions au pouvoir d'arrêt collisionnel dans l'aluminium solide chauffé en fonction de l'énergie des électrons et pour quatre températures différentes : pouvoir d'arrêt total (trait épais), électrons liés (trait fin), électrons libres (tirets) et oscillations plasma (pointillé).

Enfin, le pouvoir d'arrêt radiatif est associé au processus de bremsstrahlung. L'électron incident interagit avec le champ coulombien d'un ion et perd une partie de son énergie cinétique, qui est re-émise sous forme d'un photon X. On peut exprimer le pouvoir d'arrêt radiatif en fonction de la section efficace de Bremsstrahlung:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{bre} = n_a \int_0^E k \frac{d\sigma_{bre}}{dk} dk \quad (2.40)$$

où E et k sont respectivement l'énergie cinétique de l'électron incident et l'énergie du photon émis. L'intégrale est calculée sur toutes les valeurs possibles de l'énergie photonique.

Contrairement au pouvoir d'arrêt collisionnel, ici l'énergie transférée au photon n'est pas cédée à la matière localement où le photon est généré, mais distribuée dans la cible selon le coefficient d'absorption photoélectrique.

La section efficace a été dérivée par un traitement quantique de la collision dans le cadre de l'approximation de Born, qui conduit aux expressions suivantes pour les deux cas non-relativiste et relativiste [Heitler (1954)]:

$$\left(\frac{d\sigma_{bre}}{dk}\right)_{NR} = \frac{16Z^2\alpha e^4}{3m_e^2 c^4 k \beta^2} \ln \frac{\beta + (\beta^2 - 2k/m_e c^2)^{1/2}}{\beta - (\beta^2 - 2k/m_e c^2)^{1/2}} \quad (2.41)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{bre}}{dk}\right)_{UR} = \frac{16Z^2\alpha e^4}{3m_e^2 c^4 k} \left[\left(1 - \frac{k}{E} + \frac{3k^2}{4E^2}\right) \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{k}{E}\right) \right] \quad (2.42)$$

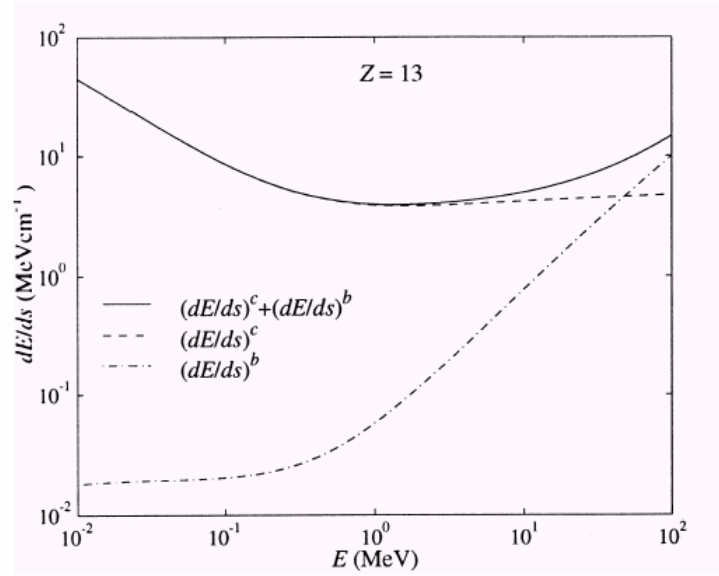


Figure 2.6. Contributions radiative (b, courbe à traits et points) et collisionnelle (c, courbe à traits) au pouvoir d'arrêt total (courbe à trait continu) dans l'aluminium solide.

où α est la constante de structure fine. Le pouvoir d'arrêt radiatif devient important pour des énergies cinétiques très élevées.

En imposant l'égalité des pouvoirs d'arrêts radiatif et collisionnel on obtient l'énergie seuil au delà de laquelle le premier domine [Berger (1964)]:

$$E_{k,seuil} \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (2.43)$$

qui vaut ~ 50 MeV dans l'aluminium et ~ 25 MeV dans le cuivre. Dans nos conditions expérimentales (typiquement $100 \text{ keV} < E_k < 10 \text{ MeV}$) le ralentissement radiatif est négligeable.

Une comparaison des pouvoirs d'arrêt radiatif et collisionnel, dans le cas de l'aluminium, matériau qui fait partie des cibles que nous avons utilisées, est représentée dans la [figure 2.6](#).

II.C.4. Effets collectifs

II.C.4.a) Introduction

Il existe, outre les processus collisionnels que l'on vient de décrire, d'autres phénomènes qui influencent la propagation dans la matière d'un faisceau intense d'électrons rapides. Il s'agit notamment d'un ensemble d'effets de caractère collectif, liés aux champs électriques et magnétiques induits par la propagation du faisceau lui-même. En effet, pour des éclaircissements de l'ordre de 10^{19} Wcm⁻², correspondant à nos conditions expérimentales, le faisceau est constitué par $\sim 10^{14}$ électrons d'énergie comprise entre 250 keV et 1 MeV, à des densités de l'ordre de 10^{19} cm⁻³ [Tikhonchuk (2002)]. L'injection d'un tel faisceau à l'intérieur de la cible donne lieu à :

- une perturbation importante de la neutralité locale du milieu,
- une densité de courant très élevée (\sim kA/ μ m²) associée au faisceau.

Ces deux processus sont à la base de la génération des champs qui, à leur tour, agissent sur la propagation du faisceau. Les champs sont donc responsables des effets collectifs, que nous pouvons distinguer en deux catégories :

- interactions internes au faisceau, qui influencent sa stabilité et conduisent, par exemple, à son pincement magnétique. Celui-ci peut compenser partiellement la divergence angulaire associée aux collisions et garantir une bonne collimation du faisceau.
- effets liés à la réponse électrique de la matière à la perturbation en charge et en courant, induite par le faisceau d'électrons rapides. Cette réponse est dominée par la conductivité électrique du milieu et donne lieu à un courant de neutralisation (courant de retour), nécessaire au transport du faisceau. Le courant de retour est responsable, d'une part de la dissipation par effet Joule d'une fraction de l'énergie initiale du faisceau, d'autre part il est à l'origine d'instabilités plus ou moins défavorables à la propagation du faisceau lui-même.

II.C.4.b) Neutralisation du faisceau et courant de retour

Neutralisation en charge

Considérons l'injection d'un faisceau d'électrons intense dans un milieu conducteur, la densité du faisceau ($\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) étant inférieure à la densité électronique du milieu ($> 10^{23} \text{ cm}^{-3}$). La propagation pourrait être limitée par l'explosion Coulombienne du faisceau, mais une redistribution des charges du milieu peut neutraliser la charge d'espace du faisceau. Plus particulièrement, l'accumulation locale de charge négative, due à la présence du faisceau, forme un champ de charge d'espace qui repousse des électrons du milieu, hors du faisceau.

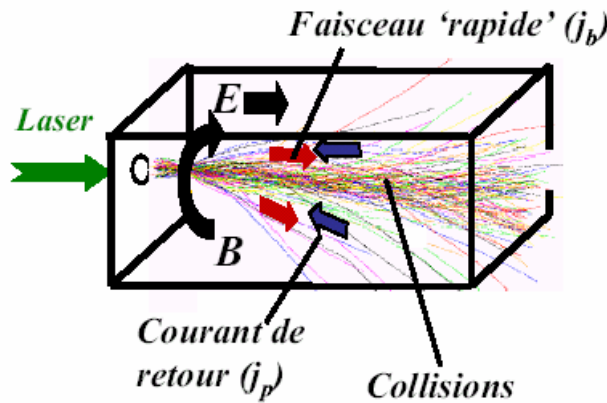


Figure 2.7. Schéma des effets des champs électriques et magnétiques sur la propagation du faisceau d'électrons rapides.

Les électrons du faisceau, quant à eux, ne subissent pas l'effet du champ, en raison de leur vitesse relativiste. Le temps caractéristique de neutralisation dépend uniquement de la nature du milieu traversé:

– Pour un milieu non collisionnel (plasma chaud):

$$\tau_{neut} \sim \frac{1}{\omega_{pe}} \quad (2.44)$$

qui correspond au temps pour qu'un plasma soumis à un déséquilibre de charge réagisse par une force de rappel.

– Pour un milieu collisionnel:

$$\tau_{neut} \sim \frac{1}{\sigma} \quad \text{soit} \quad \sim \frac{\nu}{\omega_{pe}^2} \quad (2.45)$$

où σ est la conductivité du milieu et ν la fréquence des collisions électrons-ions. Le processus collectif de neutralisation est, dans ce cas, ralenti par les collisions. Plus la fréquence de collision est élevée, plus la neutralisation est lente.

Neutralisation en courant

Le courant maximum transportable par un faisceau d'électrons est limité par l'interaction du faisceau lui-même avec le champ magnétique azimuthal qu'il engendre, et qui exerce un effet de pincement. Lorsque le courant devient très intense, le champ magnétique peut renvoyer certains électrons dans la direction opposée à leur direction de propagation initiale. Le courant maximum dans le vide (courant d'Alfvén [Alfven (1939)]) s'exprime de la façon suivante:

$$I_A(kA) \simeq \frac{\beta_b \gamma_b m c^3}{e} \simeq 1.7 \cdot 10^4 \beta_b \gamma_b \quad (2.46)$$

où β_b et γ_b sont, respectivement, la vitesse normalisée à c et le facteur relativiste du faisceau ($b=\text{beam}$). Au dessus du courant d'Alfvén, qui correspond à la situation physique où le champ magnétique peut inverser la direction des trajectoires des électrons se propageant aux bords du faisceau, celui-ci aura tendance à réduire son intensité.

Si le faisceau se propage dans un milieu conducteur, la propagation d'un courant supérieur au seuil d'Alfvén devient possible, grâce à la formation du courant de retour.

En effet, l'injection du faisceau d'électrons rapides s'accompagne de la formation d'un champ magnétique azimuthal qui augmente avec le temps, qui induit à son tour, en raison de la loi de Lenz, un champ électromoteur axial. Ce champ, s'opposant à l'augmentation du flux magnétique, accélère les électrons libres du milieu en sens inverse par rapport à ceux du faisceau. Ce courant, dit "courant froid" ou "de retour", favorise la propagation du faisceau, car il tend à réduire le courant total (neutralisation en courant) et par conséquent, le champ magnétique. Il existe une condition pour que cette neutralisation soit efficace : le rayon du faisceau doit être supérieur à l'épaisseur de peau magnétique du plasma ($\lambda_e = c/\omega_{pe}$), condition qui est vérifiée dans nos conditions d'interaction. Dans ce cas, le courant de retour "s'adapte" au profil spatial du faisceau, de telle sorte que celui-ci voit un champ magnétique très réduit par rapport à sa valeur dans le vide. Si l'on suppose avoir un faisceau d'un Joule d'énergie totale, avec une énergie moyenne de 500 keV et une durée de 500 fs (conditions semblables à nos expériences), le courant peut atteindre 4×10^6 A : la propagation d'un tel courant implique une neutralisation supérieure à 99%.

La conductivité finie du milieu, limite l'importance de la neutralisation, qui demeure efficace uniquement si la durée du faisceau est inférieure à un temps caractéristique, correspondant au temps de diffusion magnétique (cgs):

$$\tau_d = \frac{4\pi\sigma r_b^2}{c^2} \quad (2.47)$$

où r_b est le rayon du faisceau. Dans nos conditions, $\tau_d \sim 10$ ps est bien supérieur à la durée du faisceau (~ 350 ou 800 fs suivant les cas), la neutralisation du faisceau sera donc efficace.

II.C.4.c) Importance des champs

Afin d'estimer l'ordre de grandeur des champs électriques et magnétiques associés à la propagation du faisceau d'électrons rapides, ainsi que leur importance par rapport aux effets collisionnels, nous avons utilisé un modèle simple proposé par Davies [Davies (1997)]. Supposant une neutralisation quasi parfaite du faisceau j_b par le courant de retour j_p ($j_b \sim j_p$), ce modèle permet de déterminer les valeurs des champs, en fonction des paramètres laser (éclairage I_0 , conversion énergétique laser-électrons f , durée Δt , dans l'hypothèse d'impulsion gaussienne) et de la résistivité du milieu η . Si l'on considère la résistivité comme uniforme et constante, en négligeant toute instabilité, nous obtenons les expressions suivantes pour les champs, à l'aide de la loi d'Ohm et de l'équation de Faraday:

$$E_{max} \approx 10^9 V/m \times \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega m} \right) \left(\frac{f}{0.1} \right) \left(\frac{I_0}{10^{17} W cm^{-2}} \right)^{2/3} \quad (2.48)$$

et pour le champ magnétique maximum:

$$B_{max} \approx 55 T \times \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega m} \right) \left(\frac{f}{0.1} \right) \left(\frac{\Delta t}{1 ps} \right) \left(\frac{10 \mu m}{r_b} \right) \left(\frac{I_0}{10^{17} W cm^{-2}} \right)^{2/3} \quad (2.49)$$

où r_b est le rayon du faisceau d'électrons.

A partir de ces estimations, il est possible de comparer l'effet de ces champs sur la propagation des électrons (par l'intermédiaire de la force de Lorentz), avec les effets des collisions élastiques et inélastiques : la comparaison montre que le régime électromagnétique devient dominant dans la gamme d'éclairage laser 10^{18} - $10^{19} W cm^{-2}$.

II.C.4.d) Chauffage résistif

La propagation du courant de retour est à l'origine d'un processus de dissipation de l'énergie du faisceau. En effet, en raison de la conductivité finie du milieu, le courant de retour chauffe le milieu par effet Joule (chauffage résistif). Grâce à ce processus, une partie de l'énergie cinétique du faisceau est transférée, par l'intermédiaire des champs magnétiques et électromoteurs, au courant de retour, qui la cède à son tour aux atomes du milieu par collisions. Cela peut accroître de façon significative le dépôt d'énergie par le faisceau d'électrons et le chauffage du matériau, par rapport au régime de propagation purement collisionnel, que nous avons décrit auparavant.

Afin d'estimer l'importance du chauffage résistif, nous utilisons un modèle [Lovelace (1971), Gremillet (2001)], où l'énergie perdue par le faisceau j_b est, en très grande partie, fournie au plasma par effet Joule associé à la propagation du courant de retour j_p , le reste étant accumulé dans le champ magnétique. A l'aide du théorème de Poynting, en intégrant en

temps et en espace la puissance par unité de longueur $\partial W_b/\partial t$ perdue par le faisceau j_b dans le champ électromoteur :

$$\frac{\partial W_b}{\partial t} = \int j_b \cdot E dA = \int \eta j_b j_p dA \quad (2.50)$$

où η est la résistivité du milieu et l'intégrale est sur la section du faisceau, que l'on suppose gaussien. Une intégration ultérieure jusqu'à un temps t donne une énergie par unité de longueur :

$$W_b = (I_b/c)^2 \ln \left(1 + \frac{2t}{\tau_d} \right) \quad (2.51)$$

où $I_b = e\pi r_b^2 n_b \beta_b c$ est le courant total du faisceau d'électrons, et τ_d le temps de diffusion magnétique (déjà défini). De la même façon, nous obtenons l'énergie cédée par effet Joule, en intégrant $j_p \cdot E = \eta j_p^2$:

$$W_p = \frac{1}{2} (I_b/c)^2 \ln \left(1 + \frac{4t}{\tau_d} \right) < W_b \quad (2.52)$$

A partir du chauffage résistif par unité de longueur W_p , nous déduisons la température du plasma, utilisant un modèle de gaz parfait d'électrons libres appliqué au volume du faisceau $V_b = l_b \pi r_b^2$:

$$\frac{3}{2} n_e k_B T V_b = W_p l_b \quad (2.53)$$

où $l_b \sim c\beta_b \Delta t$ est la longueur du faisceau. La température de la cible, en unités pratiques, est alors donnée par :

$$T[\text{eV}] \approx 400 \beta_b^2 \left(\frac{Z^* n_{ion}}{6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{n_b}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega \text{ m}} \right) \left(\frac{\Delta t}{500 \text{ fs}} \right) \quad (2.54)$$

Pour une cible d'aluminium et des paramètres du faisceau proches de nos conditions expérimentales, on obtient des températures de l'ordre de quelques dizaines d'eV . La **figure 2.8** montre à titre d'exemple, le chauffage résistif induit par deux faisceaux monocinétiques d'énergies différentes. Même si dans cette estimation du chauffage, la dynamique propre du faisceau et la variation de la résistivité avec le temps ont été négligées, ainsi que l'effet d'éventuelles instabilités, le résultat montre l'importance du chauffage résistif dans nos conditions expérimentales.

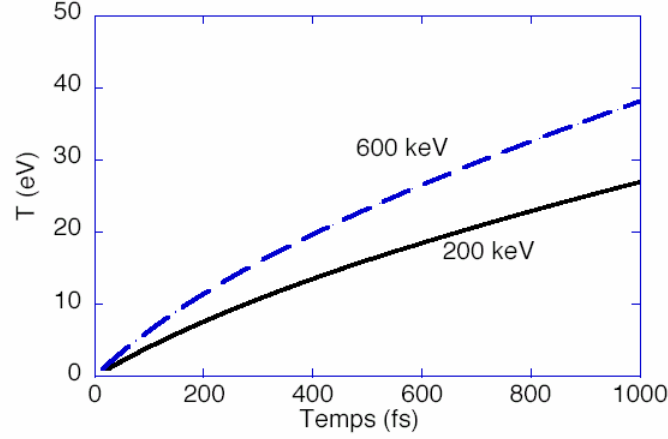


Figure 2.8. Chauffage résistif d'un plasma d'aluminium en fonction du temps pour deux faisceaux gaussiens d'électrons monocinétiques. Densité du faisceau: $n_b = 5.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. La résistivité du milieu est $\eta = 10^{-6} \Omega\text{m}$.

II.C.4.e) Compétition entre chauffage collisionnel et résistif

Dans ce paragraphe, nous comparons l'importance du chauffage collisionnel par rapport au chauffage résistif [Gremillet (2001)]. D'abord, nous prenons comme borne supérieure de l'énergie dissipée par le chauffage collisionnel, celle obtenue à partir du pouvoir d'arrêt de Bethe (formule 2.35), en négligeant la diffusion angulaire. L'énergie par unité de longueur fournie au plasma par collisions s'écrit alors :

$$W_p^{collision} = \pi r_b^2 n_b \beta_b c t \left(\frac{dE}{ds} \right) \quad (2.55)$$

où dE/ds est le pouvoir d'arrêt collisionnel valable pour un solide froid. A partir de cette expression (en négligeant les termes correctifs dans 2.35) et celle du chauffage résistif (formule 2.52), nous pouvons écrire le rapport entre les deux contributions :

$$\begin{aligned} \frac{W_p}{W_p^{collision}} &\approx 1.562 \cdot 10^3 \beta_b^3 \left(\frac{Z n_i}{6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{n_b}{10^{20} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{\eta}{10^{-6} \Omega\text{m}} \right) \\ &\times \left[\ln \frac{(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)}{2(I_0/mc^2)^2} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.56)$$

où le terme logarithmique vaut 10 - 20 pour les énergies typiques des électrons que nous considérons. Le chauffage résistif est proportionnel à la densité du faisceau et à la résistivité du milieu et inversement proportionnelle au nombre atomique et à la densité.

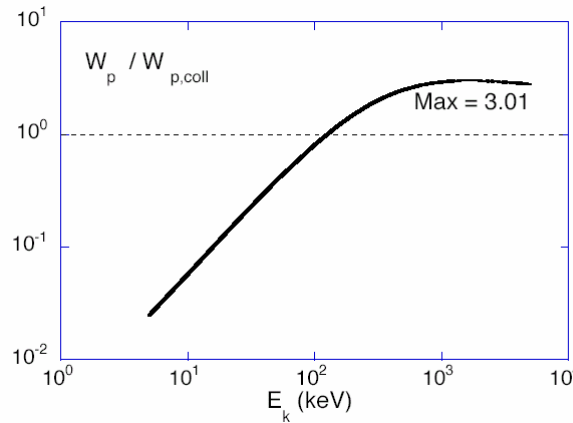


Figure 2.9. Rapport du chauffage résistif et collisionnel et en fonction de l'énergie cinétique de la population incidente. Paramètres identiques à la figure 2.7.

La **figure 2.9** illustre ce rapport en fonction de l'énergie cinétique du faisceau incident dans un intervalle correspondant à notre régime d'interaction. Nous constatons donc que a priori le chauffage est dans ce cas essentiellement d'origine résistive.

II.C.5. Instabilités

Pendant un temps court devant le temps de diffusion magnétique (~ 10 ps), le courant de retour "suit" spatialement le courant incident, en raison de la neutralisation.

Durant cet état quasi-stationnaire, où les champs auto-induits n'agissent pas sur les électrons du faisceau, diverses instabilités, à la fois microscopiques, (à une échelle spatiale inférieure au rayon du faisceau), et macroscopiques (à une échelle supérieure au rayon) peuvent se développer. Dans la description de la propagation d'un faisceau intense d'électrons, il faut donc considérer l'effet de ces instabilités, qui peuvent perturber la distribution initiale du faisceau et défavoriser sa propagation, en limitant l'énergie que celui-ci peut transporter. Nous nous limitons ici à évoquer les plus importantes [**Gremillet (2001)**] :

- Instabilités microscopiques. Dû au couplage du faisceau avec les particules du plasma, des instabilités se développent par la génération locale de champs électrostatiques ou électromagnétiques. Quand le faisceau incident et le courant de retour, de vitesses opposées, s'interpénètrent, cela donne lieu à une dispersion de vitesse axiale ou transverse du faisceau, qui peut défavoriser le transport des électrons rapides. Ce type d'instabilités se développe à une échelle temporelle de l'ordre de la fréquence plasma (du milieu ou du faisceau). Les principales sont : l'instabilité à deux faisceaux [**Buneman (1959)**] et l'instabilité de Weibel [**Weibel (1959)**].

- Instabilités macroscopiques. Elles se développent ici en raison de la conductivité finie du milieu de propagation. Une sur-densité du courant augmente le chauffage localement. Le temps caractéristique de ce type d'instabilités est comparable au temps de diffusion magnétique, leur croissance étant alors plus lente que les mécanismes microscopiques. Parmi elles citons l'instabilité de creusement ("hollowing") ou électrothermique, et l'instabilité de tuyau ("hosing").

II.D. Simulations PIC

La modélisation du transport électronique dans des cibles denses est délicate et fait appel à des codes PIC nécessitant de nombreuses heures de calcul.

Les deux exemples de simulations présentés par la suite montrent clairement l'existence de paquets d'électrons périodiques bien structurés émis à la période $T_{2\omega 0}$.

II.D.1. Génération et transport des paquets électroniques

Dans la suite on montre une simulation PIC réalisée par Jean Claude Adam et Anne Héron du Centre de physique théorique (CPhT) de l'Ecole Polytechnique.

Les simulations de l'interaction des impulsions laser d'intensité élevée avec un plasma sur-dense ont été effectuées en utilisant un code PIC 3D non-collisionnel. Le modèle est périodique dans les directions transversales et ouvert dans la direction de la propagation du laser (appelé la direction longitudinale). Le résultat d'une de ces simulations est illustré dans la **figure 2.10**. Il montre l'espace de phase 60 fs après l'impact du laser. Les paramètres physiques appropriés de cette simulation sont une intensité laser de 10^{20} W/cm², une densité plasma initiale de 80 fois la densité critique et une température initiale de 1KeV. Il est bien connu [**Ruhl (2002)**, **Sentoku (2002)**] que dans cette configuration les simulations montrent le développement d'un grand champ magnétique de basse fréquence près de la région d'interaction.

La croissance rapide de ce champ magnétique est attribuée à une instabilité de type Weibel due à l'anisotropie de la température. Ce champ magnétique est présent dans ces simulations.

Les trois figures montrent l'impulsion longitudinale P_x de l'électron (**figure 2.10.a**) en fonction de la direction longitudinale, l'impulsion de l'électron suivant la direction du champ électrique P_y (**figure 2.10.b**) et l'impulsion de l'électron suivant la direction de champ magnétique P_z (**figure 2.10.c**).

La **figure 2.10.a** montre clairement l'émission des paquets d'électrons deux fois par période laser due à leur accélération par le mécanisme de $v \times B$. La fréquence d'émission est facilement déduite de la distance entre les paquets qui est $3k_0^{-1}$ (qui correspond à $\lambda_{\text{Laser}}/2$). La largeur du paquet est $\sim 0.3 k_0^{-1}$, ce qui correspond à une dixième de la période laser: $\sim T_{\text{laser}}/10$. La **figure 2.10.b** montre que ces paquets ont une impulsion transversale qui oscille à la fréquence laser. C'est dû à l'interaction de l'onde électromagnétique avec un champ magnétique de basse fréquence présent dans la couche d'interaction sur à peu près la profondeur de peau. Enfin, la **figure 2.10.c** confirme l'existence d'un fort champ magnétique de basse fréquence dans la direction transversale. La présence des jets émis en phase avec les paquets longitudinaux peut être expliquée seulement comme la déflexion de l'impulsion longitudinale par un champ magnétique.

Un examen attentif de l'autre direction transversale montre également l'existence des jets émis au double de la fréquence laser mais ils sont généralement cachés par l'oscillation à la fréquence de laser. Les simulations faites pour l'intensité 10^{19} W/cm² montrent le même type de comportement, sauf que l'énergie maximale des paquets est plus faible.

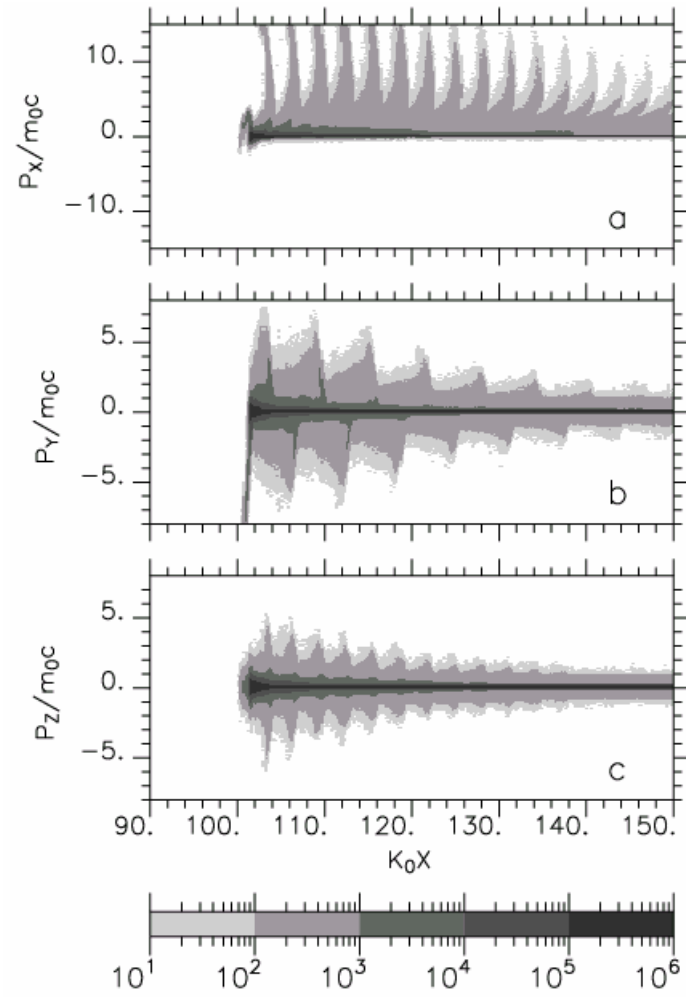


Figure 2.10. Simulations PIC 3D (60 fs après l'impact du laser).
a: P_x/m_0c , b: P_y/m_0c et c: P_z/m_0c en fonction de la direction longitudinale.
Des paquets électroniques à la fréquence $2\omega_0$ apparaissent clairement
en figure (a) en direction du laser.

II.D.2. Déflexion magnétique des électrons

Dans ce paragraphe on montre également une simulation réalisée par Jean Claude Adam et Anne Héron du Centre de physique théorique (CPhT) de l'Ecole Polytechnique.

Les paramètres sont un plasma de densité $80n_c$ et un flux de 10^{20} W/cm².

Cette simulation montre que les particules énergétiques sont défléchies par la couche magnétique (> 100 MG) (**figure 2.11**) dans la proximité de la surface d'interaction ($< 1\mu\text{m}$) et qu'elles se propagent ensuite dans le plasma sans subir d'autres changements de direction.

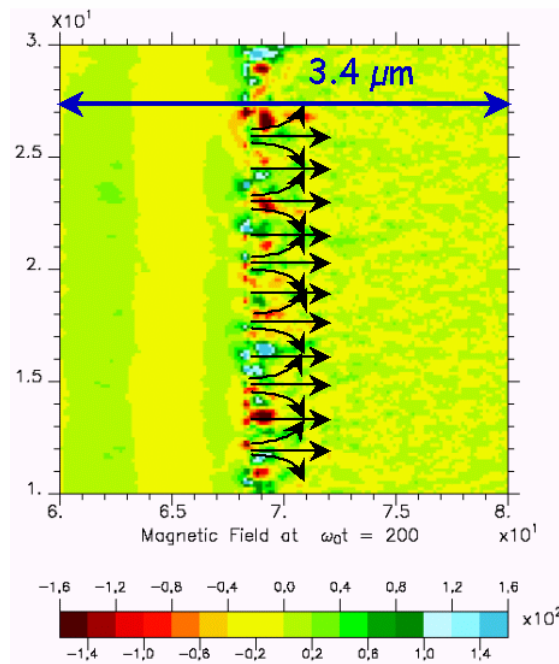


Figure 2.11. Champ magnétique de -160 à 160 MG dans une région proche de la surface d'interaction ($< 1\mu\text{m}$).

Ce champ dévie les électrons transversalement, comme est schématisé dans la **figure 2.12**. Après la sortie de cette zone, les trajectoires se stabilisent, les électrons gardant un certain angle de déviation. Cet angle dépend de l'énergie de l'électron: plus l'énergie cinétique est grande, moins l'angle est important.

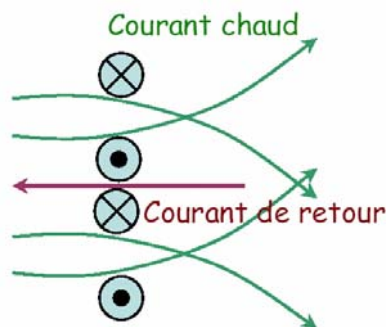


Figure 2.12. Schéma montrant le principe de déviation transversale des électrons par le champ magnétique proche de la surface d'interaction.

La **figure 2.13** montre le spectre angulaire des électrons après la déflexion par le champ magnétique. On observe un demi-angle moyen de $\sim 20^\circ$ à 30° pour les particules ayant une énergie supérieure à 1 MeV. Plus tard en temps ce cône tend à s'élargir et à se remplir, conduisant à une image plus diffuse avec des angles pouvant atteindre environ 40° .

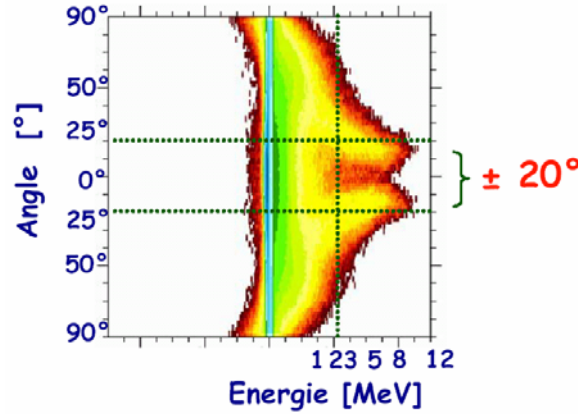


Figure 2.13. Spectre angulaire des électrons après la déviation magnétique.

On verra dans les **chapitres III et VI** que cet angle est en concordance avec des résultats expérimentaux faites sur des divers diagnostics.

II.D.3. Transport des paquets électroniques et réflexion au bord de la cible

Ces simulations ont été réalisées par Laurent Gremillet du Département de Physique Théorique et Appliquée du CEA/DAM-Ile de France. Elles ont été faites dans le but de mettre en évidence la re-circulation des électrons dans la cible.

Les premières simulations sont faites avec un code PIC résolvant les équations de Vlasov-Maxwell non-collisionnelles, limité à une géométrie 1D. Ce code permet à moindre frais de visualiser le transport des paquets d'électrons et en particulier la façon dont ils pourraient survivre à la réflexion en face arrière (ou avant).

Les paramètres de l'impulsion laser sont une intensité de $\sim 3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 5$) et une durée de $\sim 100 \text{ fs}$ (l'impulsion culmine à $\sim \omega_0 t = 380$, c'est-à-dire 200 fs à l'entrée de la boîte).

La cible fait 20 microns d'épaisseur ayant une densité $50 n_c$. Il y a un pré-plasma linéaire de 20 microns.

La **figure 2.14** représentent une visualisation de l'évolution en fonction du temps de la densité des électrons d'énergie supérieure à 2 MeV. Les diverses images montrent les différents instants de la propagation dans la cible. Avant la première réflexion on observe des jets à la fréquence 2ω très bien contrastés ($\omega_0 t = 496.8$ et 662.4). Les jets se propagent jusqu'à la face arrière, où sont réfléchies ($\omega_0 t = 828$). Après cette première réflexion le jets existent toujours, mais avec un contraste et une régularité dégradés. La périodicité semble légèrement modifiée.

Tous ces dégradations sont encore plus fortes après la deuxième réflexion ($\omega_0 t = 993.6$).

Dans la suite on présente une simulation ayant les mêmes paramètres laser, pour une cible de 20 microns d'épaisseur, à 50 n_c . Il y a toujours un pré-plasma de 20 μm . Cette fois-ci les résultats sont montrés dans l'espace des phases.

La **figure 2.15** montre les images ainsi obtenues. On observe qu'après la première réflexion les jets sont courbes et de nouveau le contraste est dégradé ($\omega_0 t = 828$ et 910). On pense que les jets sont courbés à cause du temps d'aller-retour pendant la réflexion en face arrière, temps qui dépend de l'énergie de l'électron. Le sens de la courbure soutient cette hypothèse. On voit que les électrons de haute énergie sont laissés derrière les électrons moins énergétiques, après la réflexion, ce qui signifie qu'ils ont perdu plus de temps d'aller-retour dans le plasma.

Après la deuxième réflexion les paquets sont toujours visibles avec un bon contraste ($\omega_0 t = 1159$), mais la fréquence est modifiée d'un facteur 2-3, ce qui pour l'instant n'est pas encore expliqué.

Ces simulations 1D, que ça soit l'évolution en fonction du temps ou la représentation dans l'espace des phases, ont mis en évidence, elles aussi, des jets d'électrons périodiques à la fréquence $2\omega_0$, compatibles avec les simulations 3D du paragraphe **II.D.1**. On peut donc supposer que ces paquets seront visibles même dans une simulation 3D montrant l'espace des phases après des réflexions sur les parois de la cible.

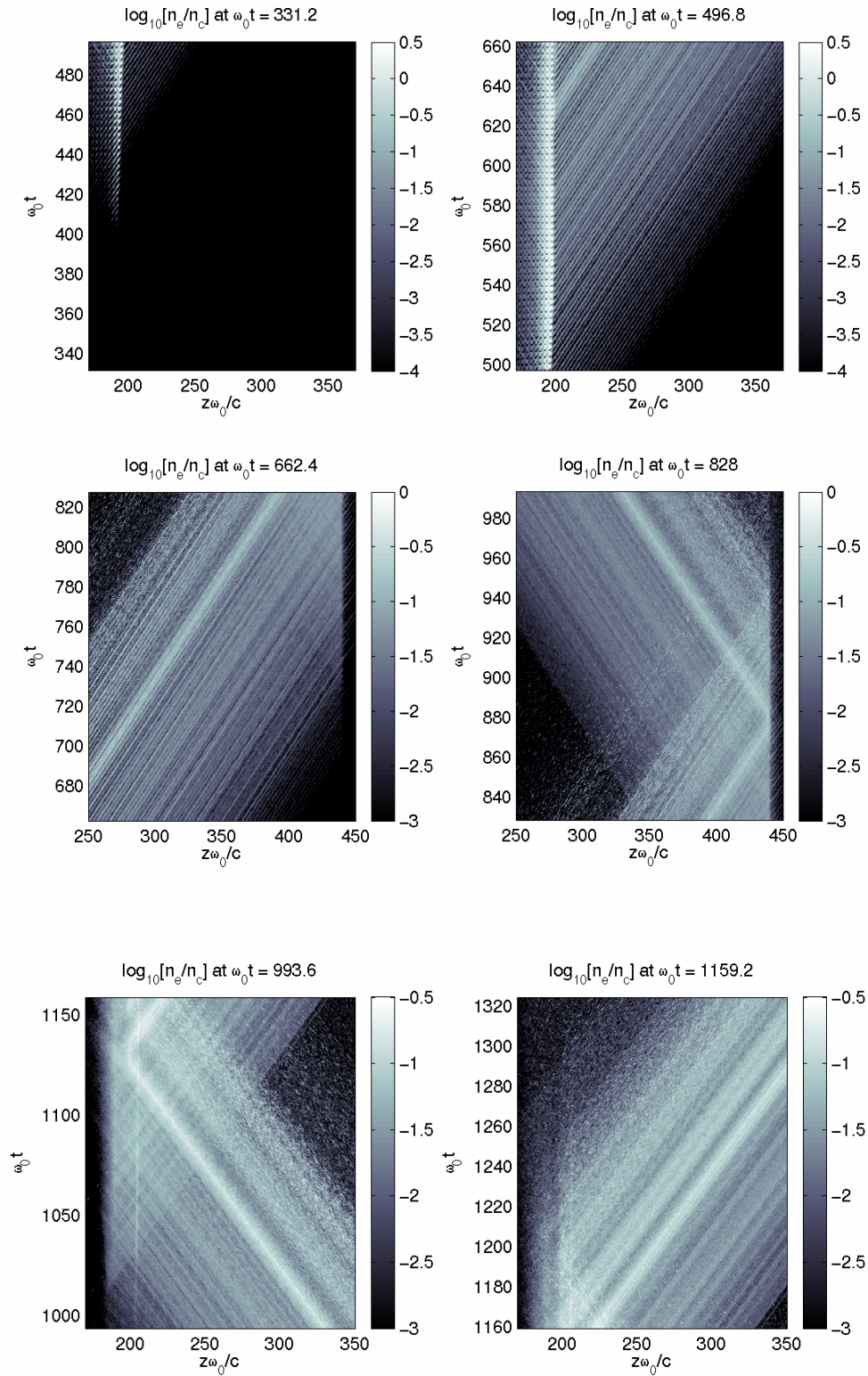


Figure 2.14. Simulations montrant l'évolution spatio-temporelle de la densité des électrons relativistes ($> 2\text{MeV}$). Les jets se conservent après les réflexions, mais avec des contrastes dégradés.

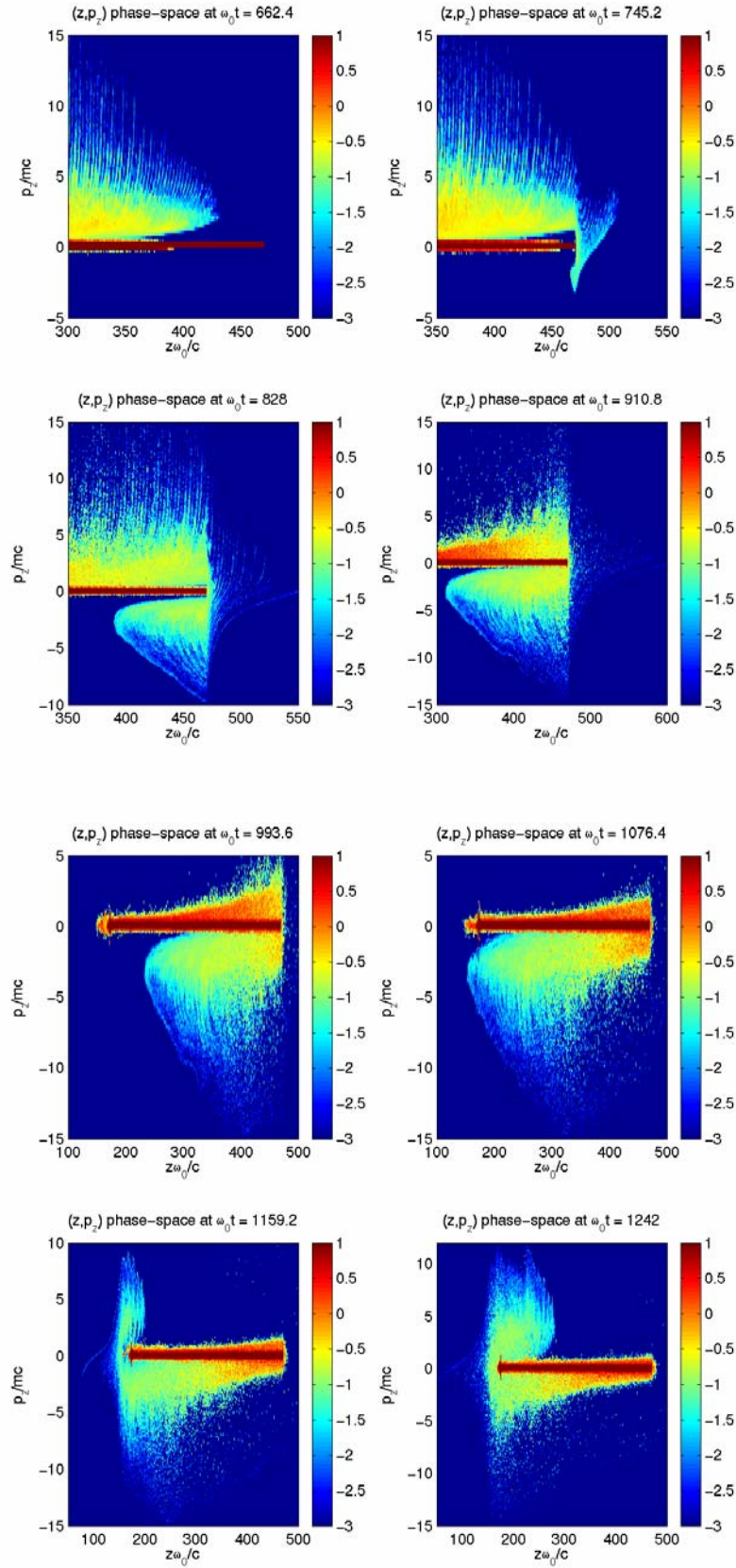


Figure 2.15. Réflexion des paquets électroniques en face arrière et avant. La première réflexion conserve les paquets, mais courbés et avec un contraste affaibli. La deuxième réflexion conserve les paquets, mais ils ne sont plus à la période 2ω

Conclusions du chapitre

Les mécanismes d'accélération sont divers et dépendent des conditions d'interaction: intensité laser, géométrie d'interaction, densité du plasma, etc. Souvent, le laser lui même peut modifier ces conditions (**paragraphe II.A**): transparence induite, auto-guidage relativiste, pré-plasma, creusement de la surface d'interaction, etc. Les principaux mécanismes de génération des électrons sont (**paragraphe II.B**):

- ***l'absorption collisionnelle***, où l'énergie d'oscillation des électrons est convertie en énergie thermique. Cette accélération est importante seulement pour des faibles intensités ($<10^{15}$ W/cm²).

- ***l'absorption par effet de peau anormal***, où le champ laser transporte son énergie en profondeur de la cible au-delà de l'épaisseur de peau. Ce mécanisme est important dans le cas des impulsions laser courtes (quelques centaines des femtosecondes) interagissant avec un gradient très raide de densité.

- ***l'absorption résonante***, où la composante normale du champ électrique du laser (polarisé p) excite une onde plasma longitudinale. Cette onde subit un fort déferlement et transfère une partie importante de son énergie aux électrons. La distribution est de type Maxwellienne, avec une température de l'ordre du MeV (dans nos conditions d'intensité laser). Ce type d'accélération nécessite une incidence oblique et un gradient de densité moins raide. Ce mécanisme peut exister aussi dans le cas de l'incidence normale, car les impulsions laser à de telles intensités déforment elles mêmes la surface d'interaction, en changeant l'angle d'incidence localement.

- ***chauffage d'écrantage (vacuum heating)***. Cette accélération agit aussi dans le cas de l'incidence normale (avec une polarisation laser de type p), mais elle nécessite une cible à bord raide. Les électrons sont arrachés de la cible par le champ électrique du laser, sur la première demi-période. Pendant la deuxième demi-période laser ils sont réinjectés dans la cible. Leur grande densité écrante le champ électrique du laser, ce qui fait qu'ils se découlent du laser, en emportant une énergie importante. Donc la particularité de ce mécanisme est qu'à chaque période laser les électrons sont accélérés en paquets ayant la fréquence du laser.

- ***l'accélération $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$*** . Ce mécanisme est important pour les fortes intensités laser, où les vitesses des électrons deviennent relativistes et la composante magnétique de la force de Lorentz ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) est comparable à la composante électrique de cette force. La composante $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ est orientée en direction longitudinale et est maximale deux fois par période laser. Ceci favorise l'accélération des paquets d'électrons à la fréquence $2\omega_0$. La distribution est Maxwellienne, avec une température de l'ordre du MeV.

Des notions générales sur le transport des électrons sont traitées dans le **paragraphe II.C**. On voit que les électrons sont soumis à des interactions individuelles, mais aussi collectives. Ces interactions complexes peuvent perturber le transport électronique suivant les divers paramètres. Cependant, si les électrons sont relativistes, le transport peut se faire d'une façon balistique.

Les simulations PIC (**paragraphe II.D**) montrent effectivement l'apparition des paquets d'électrons périodiques à la fréquence $2\omega_0$. Les électrons sont déviés transversalement dans le premier micron de cible traversée, par les champs magnétiques auto-induits. Les paquets restent groupés pendant leur propagation dans la cible, et même après des réflexions successives sur les parois de ces cibles.

Chapitre III - Rappel des expériences antérieures

Au cours des dernières années plusieurs expériences ont été menées au LULI, en collaboration avec des équipes extérieures, et ont permis de progresser dans la compréhension du transport et du chauffage électronique. Ce chapitre a pour but de résumer les principales expériences en donnant les résultats les plus marquants.

III.A. Radiographie transversale du transport

Cette expérience a pu rendre compte visuellement, de façon directe, du transport électronique dans une lame de silice (transparente) en utilisant un diagnostic d'ombroscopie transversalement [Gremillet (1999), Borghesi (1999)].

La **figure 3.1** montre le schéma de principe de l'expérience. Le faisceau d'interaction ($\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ W/cm}^2$), doublée en fréquence, interagit avec une cible mince d'aluminium ($10 \mu\text{m}$), déposée sur une cible plus épaisse en silice. Les électrons ainsi créés sont sondés transversalement par le faisceau sonde (pour lequel la silice est transparente).

On suppose que les électrons, dans leur passage, ionisent le milieu, formant ainsi un plasma opaque (c'est pour cette raison que la sonde est utilisée à la fréquence ω , pour détecter aussi des densités plasma faibles).

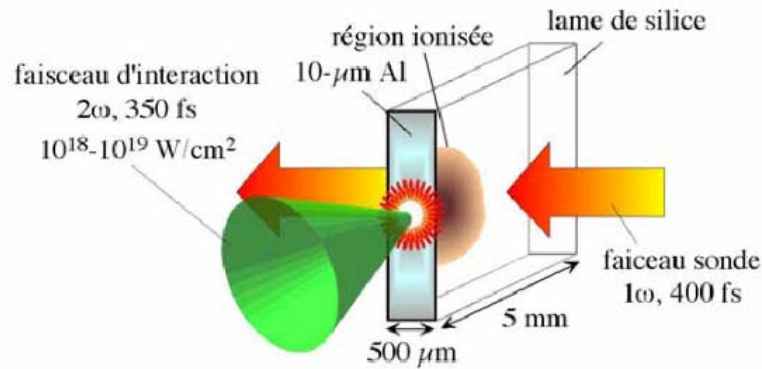


Figure 3.1. Schéma expérimental de la visualisation par ombroscopie du transport électronique dans une lame de silice.

Deux structures observées:

La **figure 3.2** montre une succession de clichés obtenus à $I \sim 10^{19}$ W/cm² pour des retards variables entre le faisceau d'interaction et le faisceau sonde.

On observe deux structures électroniques distinctes se propageant dans la lame de silice: des filaments étroits s'enfonçant sur plusieurs centaines de microns à grande vitesse, suivis d'un nuage plus isotrope et plus lent.

La première image (a), correspondant à un retard de 1.2 ps, laisse apparaître deux jets étroits (~ 20 μm) s'étendant sur environ 350 μm. Leur longueur traduit une propagation à une vitesse proche de la vitesse de la lumière $\sim c$. En plus de ces deux jets on remarque la formation d'une structure plus diffuse, vaguement hémisphérique, centrée sur le point focal. Long de 180 μm à $t = 1.2$ ps, on estime une vitesse proche de $\sim c/2$. Cette vitesse est confirmée aussi sur les images suivantes, (b) et (c), enregistrées à $t = 2.2$ ps et $t = 3$ ps.

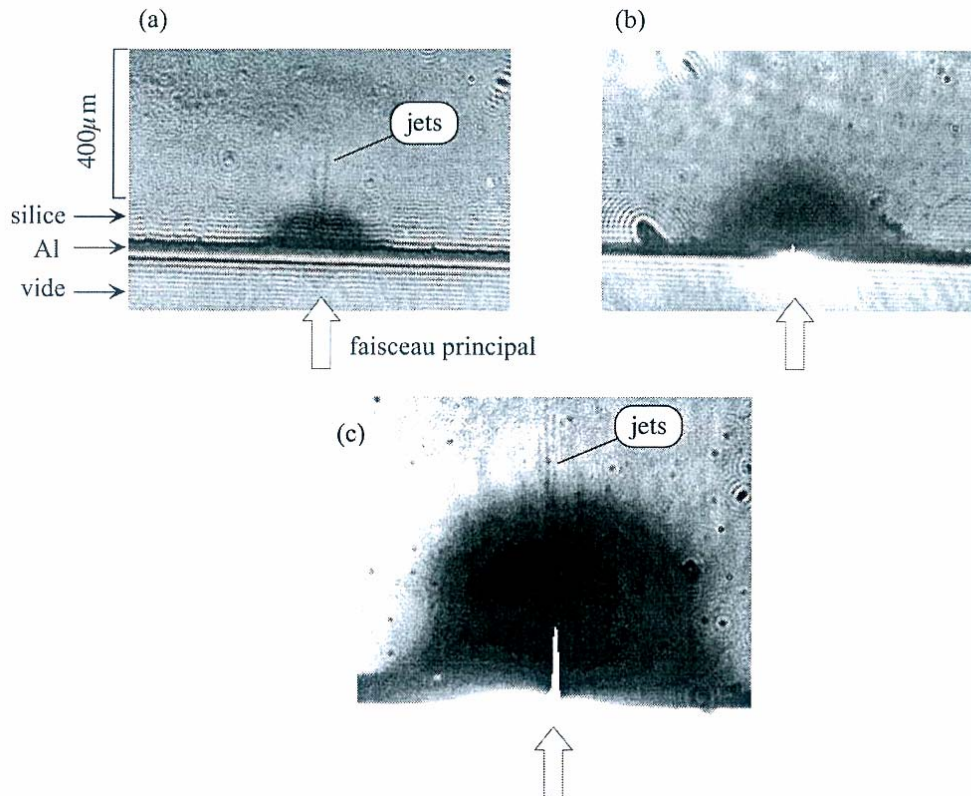


Figure 3.2. Images ombroscopiques de la cible de silice enregistrées à trois instants différents: 1,2 ps (a), 2,2 ps (b) et 3 ps (c), après la focalisation du faisceau principal [Gremillet (1999)].

L'interprétation de ces images, bien que difficile, suggère que le nuage transporte la plus grande part de l'énergie électronique (~ 1 J) et se compose de particules d'énergie modérée (~ 100 keV).

Les jets, colinéaires à la direction du laser, sont constitués d'une population d'électrons très énergétiques (≥ 5 MeV) mais n'emportant malheureusement qu'une fraction limitée de l'énergie cinétique totale ($\sim 0,01$ J) [Gremillet (2001)].

III.B. Le diagnostic de réflectivité

L'idée de cette expérience était d'estimer le chauffage de la face arrière de la cible. On suppose que la surface arrière de la cible est chauffée très rapidement (en quelques ps) par un dépôt d'énergie. Ce dépôt d'énergie peut en principe être dû à plusieurs processus: le préchauffage associé à l'onde de choc due au piédestal ASE, l'effet du rayonnement X (provenant de la région d'interaction chauffée par l'impulsion courte) et le transport d'énergie par des électrons suprathermiques.

La mesure de la réflectivité permet de visualiser, dans des images 2D, le débouché en face arrière du front de chauffage (et ionisation) et de le suivre (à l'aide d'un faisceau sonde) en fonction du temps sur plusieurs dizaines de ps.

La température initiale atteinte varie en fonction de l'énergie du laser et l'épaisseur de la cible et dépend de l'efficacité du dépôt d'énergie. La conductivité électrique du milieu est modifiée par l'augmentation de la température, ce qui induit une modification de la

réflectivité de la surface arrière de la cible. Puis, si la température est suffisamment élevée, la face arrière se transforme en plasma et commence à se détendre dans le vide: la description de la réflectivité associée à une surface solide n'est plus valable. La réflexion du faisceau sonde se fait alors dans le plasma en détente.

En utilisant un modèle théorique approprié [développé dans la thèse de [E. Martinolli \(2003\)](#)], on peut remonter de la réflectivité mesurée à la conductivité électrique de la face arrière (ou du plasma) et potentiellement à la température.

Principe expérimental:

Dans ces expériences le faisceau sonde est envoyé en réflexion sur la face arrière des cibles (sous un angle de 45°) ([figure 3.3](#)). La lumière réfléchie est imagée directement sur une caméra CCD, la durée du faisceau sonde étant réglée à 350 fs.

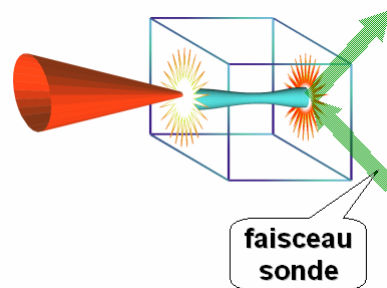


Figure 3.3. Principe expérimental pour la mesure de la réflectivité.

De cette manière des images instantanées 2D de la face arrière de la cible sont obtenues. D'un tir à l'autre, le retard entre le faisceau sonde et le faisceau principal est varié de 0 à +50 ps (par déplacements successifs de 5 ou 10 ps), afin d'explorer l'évolution de la réflectivité. Ainsi, en gardant la même épaisseur de cible et le même niveau d'énergie laser, la dynamique sur une séquence d'images peut être suivie. Cependant, d'un tir à l'autre, plusieurs paramètres peuvent fluctuer (éclairage, focalisation, qualité de la surface), introduisant des sources d'erreurs supplémentaires.

Résultats expérimentaux :

Afin d'établir l'évolution spatio-temporelle de la réflectivité, on présente dans la [figure 3.4](#) deux séries de tirs correspondant à des cibles de $20\text{ }\mu\text{m}$ ($0.5 < E < 0.8\text{ J}$) et de $75\text{ }\mu\text{m}$ ($3.5 < E < 6.1\text{ J}$) d'aluminium.

Il faut remarquer que l'échelle spatiale est comprimée sur l'axe horizontale d'un facteur ~ 0.71 , en raison de l'angle d'observation du diagnostic (45°). La tache sombre, clairement visible au centre de l'image, correspond à une baisse importante de la réflectivité. Une section verticale de l'image indique que les bords de la perturbation sont très raides, caractéristique manifeste de tous les tirs avec des cibles de faible épaisseur (qq. dizaines des microns). Le minimum de réflectivité dans cette image se situe entre 20 et 30%. On constate que la tache

de réflectivité est compacte et ne présente pas de points chauds évidents. Cela reste vrai pour toutes les cibles d'aluminium.

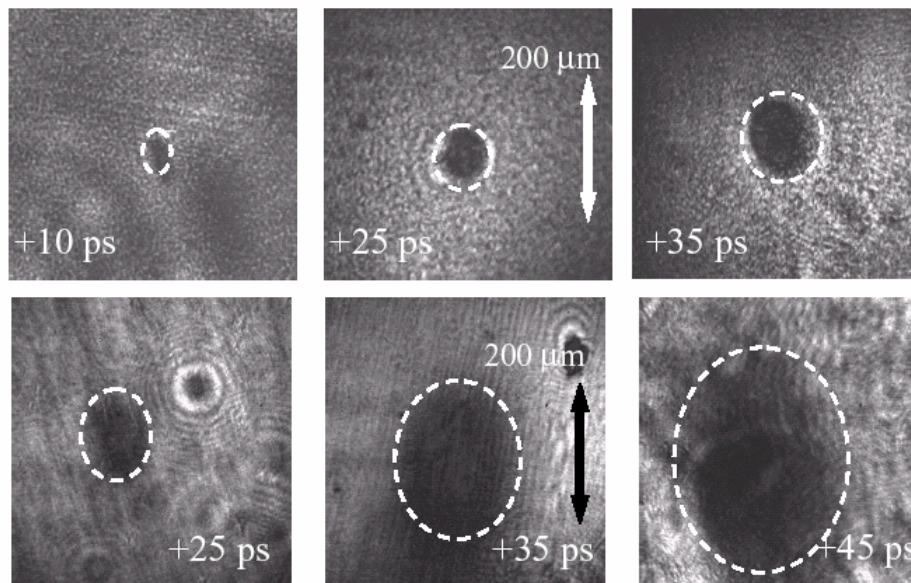


Figure 3.4. Deux séquences d'images de réflectivité de la face arrière pour des cibles d'aluminium de 20 (en haut) et 75 µm(en bas) d'épaisseur, d'énergie laser de 0.5-0.8 J et 4-6 J respectivement. Les images sont prises avec des retards différents. La tache de réflectivité s'élargie, indiquant une vitesse radiale moyenne de l'ordre de $1 - 2 \times 10^6$ m/s dans les deux cas.

Dans le premier tir de la première série (en haut), on peut remarquer la petite taille initiale de la tache (~ 40 µm), qu'il faut comparer avec la tache focale ~ 20 µm. Ce tir a été effectué avec le retard le plus court (10 ps), pour lequel on aperçoit une perturbation de la réflectivité. Le diamètre ensuite croît jusqu' à environ 120 µm, 35 ps après le faisceau principal. Dans la seconde série (en bas), le diamètre initial est de 140 µm et croît jusqu'à 320 µm. Les bords de la tache sont de plus en plus étendus et assez irréguliers, par rapport au cas des petites épaisseurs.

A partir des différentes séries de tirs, on peut obtenir un profil de la variation de réflectivité en fonction du temps ainsi qu'une vitesse radiale moyenne d'expansion de la tache. Les points expérimentaux de réflectivité pour les différentes séries de cibles utilisées (chacune correspondant à une épaisseur et à un niveau d'énergie constant) sont représentés dans la [figure 3.5](#). On observe d'abord que la perturbation de réflectivité semble se produire plus tard pour les cibles plus épaisses. Cependant, en raison des alignements fréquents du faisceau sonde, la connaissance du retard zéro (par rapport au faisceau principal) entre des séries différentes est moins précise (15 ps) qu'à l'intérieur d'une même série de tirs consécutifs. Les points donnant une réflectivité de 1 correspondent à des images où aucune perturbation n'est détectable, compte tenu de l'indétermination due à fluctuation d'éclairement et à la qualité de la cible.

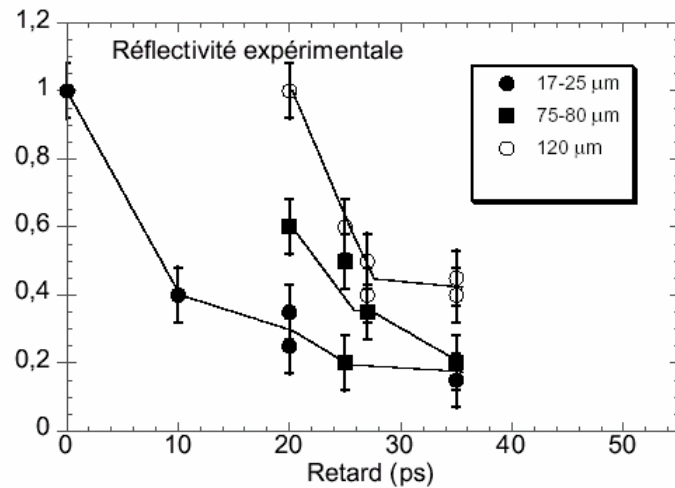


Figure 3.5. La réflectivité expérimentale, mesurée au centre, est tracée en fonction du retard du faisceau sonde pour les différentes familles d'épaisseurs de cibles.

Pour toutes les séries, la réflectivité chute de la moitié de sa valeur de référence dans un intervalle de temps de l'ordre de 10 ps. Cela semble bien confirmé surtout dans le cas des cibles de 75 et 120 μm pour lesquels on dispose de plusieurs points expérimentaux très rapprochés dans le temps. Par contre, pour les cibles de 390 μm aucune perturbation n'a été détectée dans la fenêtre temporelle explorée (0 - 55 ps) même pour des tirs à énergie maximale.

Pour estimer la vitesse d'expansion radiale de la tache de réflectivité, on montre dans la [figure 3.6](#) le diamètre en fonction du temps pour des séries de tirs correspondantes soit à une faible épaisseur (17-25 μm), soit à une plus grande épaisseur (75-80 μm).

Les résultats de réflectométrie montrent une région chauffée de petite taille initiale (20-40 μm , comparable à la tache focale du laser), qui s'expand radialement avec une vitesse moyenne de l'ordre de quelques 10^6 m/s, jusqu'à plusieurs centaines de microns, après 30 - 40 ps.

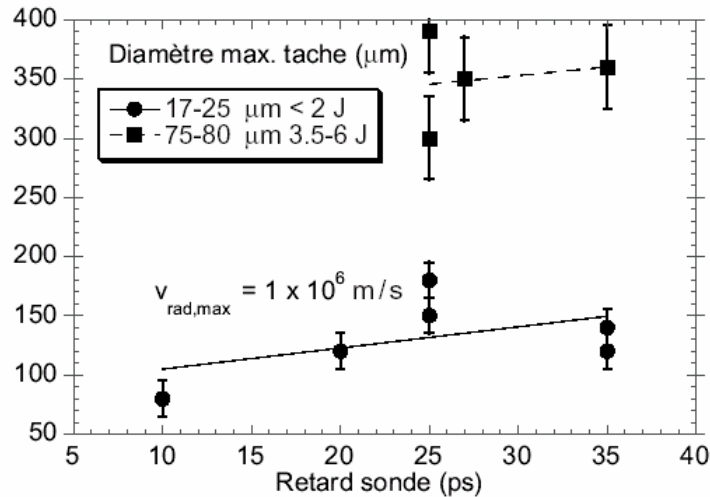


Figure 3.6. La variation du diamètre de la tache de réflectivité est tracée en fonction du temps pour des séries homogènes de tirs. Une estimation de la vitesse moyenne d'expansion est déduite des points expérimentaux par un fit linéaire.

Discussion

Le choc que le piédestal ASE induit peut en principe atteindre la face arrière des cibles les plus minces avant que le pic court qui génère les électrons rapides n'interagisse. Même dans le cas le plus défavorable (cible de 20 μm), le choc débouche après l'impulsion principale (quelques nanosecondes après l'impulsion principale). On peut donc exclure le préchauffage ASE comme cause possible de la baisse de réflectivité.

Il existe dans la région d'interaction un plasma de basse énergie (de l'ordre du keV); une fraction de l'énergie laser est convertie en rayons X par l'intermédiaire des électrons thermiques de ce plasma. Ce rayonnement est partiellement absorbé dans la cible et peut à priori la préchauffer avant l'arrivée des électrons rapides. Cependant, la nature isotrope du rayonnement X n'est pas compatible avec la perturbation de réflectivité localisée, observée expérimentalement en face arrière. De plus, une estimation simple de l'énergie X absorbée et du chauffage de la cible qui en suit indique que, dans les conditions expérimentales, l'effet est négligeable. On peut donc exclure aussi l'effet du préchauffage X dans le contexte de la baisse de réflectivité.

Il reste l'hypothèse des électrons rapides, qui se fait à priori à cette échelle temporelle (quelques ps). De plus la vitesse d'expansion observée est plus rapide qu'une onde radiale de conduction thermique ou de choc. Donc on pense qu'il s'agit plutôt de l'effet géométrique associé au débouche du front de chauffage non-plat de ces électrons rapides sortant par la surface arrière.

La valeur absolue de la réflectivité tombe très rapidement à une valeur minimum de 20 à 40%. A partir de la réflectivité, il est possible de remonter à la température de la surface à l'aide d'un modèle [Martinolli (2003)] qui tient compte de la propagation du faisceau sonde dans le plasma en détente et suppose une conductivité électrique adaptée à la matière dense et chaude. Toutefois, en raison de la dépendance de la conductivité avec la température, le diagnostic de réflectométrie permet d'estimer un intervalle de température assez large (1 - 100 eV).

III.C. L'émission X $K\alpha$ et XUV

Dans cette section nous présentons les résultats obtenus avec trois diagnostics: imagerie $XK\alpha$, XUV et spectroscopie X $K\alpha$. Les premiers deux seront présentés ensemble puisque ils fournissent des informations sur la géométrie du courant d'électrons rapides, souvent comparables entre elles.

La [figure 3.7](#) montre le schéma de principe de ces expériences. Le rayonnement XUV est émis directement par la face arrière de la dernière couche, cependant que le rayonnement $K\alpha$ est émis par les couches intérieures, fluorescentes.

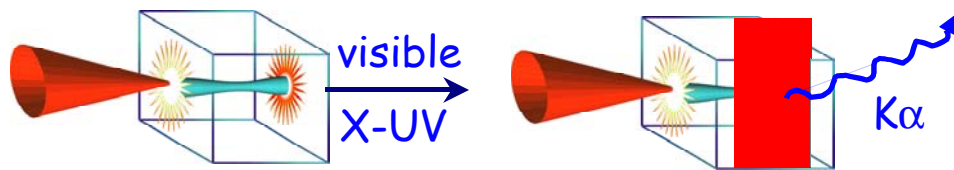


Figure 3.7. Schéma de principe des diagnostics d'émission visible ou X-UV (à gauche) et $K\alpha$ (à droite), le faisceau laser intense venant de la gauche.

Les résultats se réfèrent aux deux expériences (LULI et RAL), dont la principale différence concerne les paramètres laser. Dans les deux cas l'éclairement est du même ordre de grandeur. Par conséquent, la température de la distribution d'électrons rapides ($T_{\text{hot}} \sim I^{1/3}$) sera comparable. Par contre, en ce qui concerne le nombre total d'électrons rapides générés, celui ci dépend de l'énergie laser et il est 3 - 4 fois plus grand dans le cas du RAL.

On s'attend pas conséquent à un chauffage plus important. Les caractéristiques des diagnostics sont identiques (sauf le remplacement du titane par le cuivre dans la couche fluorescente pour l'imagerie $K\alpha$).

III.C.1. Imagerie $XK\alpha$ et XUV. Aspects géométriques

La [figure 3.8](#) montre, dans le cas de l'expérience LULI, des exemples de la tache $XK\alpha$ du titane et de l'émission XUV. Les images X (à gauche dans la figure) ont été obtenues avec des cibles multicouches Al (2 à 110 μm) - Ti (20 μm) - Al (10 μm). Les images XUV (à droite) se réfèrent à des cibles d'aluminium simple d'épaisseur de 2 et 27 μm respectivement.

Comme on peut l'observer, le diamètre de la tache croît avec l'épaisseur. Cette tendance peut être mieux appréciée si on trace le rayon (à mi-hauteur) de la tache en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation pour des tirs à énergie comparable ([figure 3.9](#)). Dans le cas des images $K\alpha$ de LULI le rayon croît de manière approximativement linéaire de 30 μm à 80 μm , pour une couche frontale d'aluminium jusqu'à 110 μm . Cela correspond à un angle moyen de divergence de ± 26 degrés.

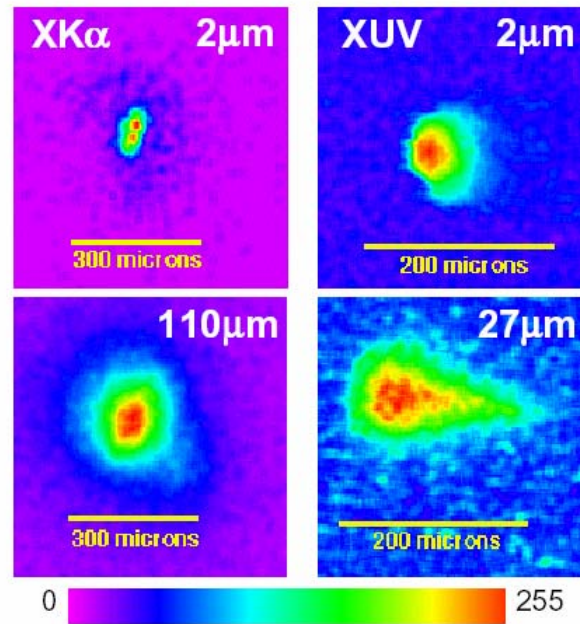


Figure 3.8. Images de la tache d'émission. A gauche : émission $X K\alpha$ de la couche de titane dans deux cibles Al-Ti-Al pour deux épaisseurs de la couche frontale d'aluminium. A droite : image XUV de la face arrière de deux cibles d'aluminium simple d'épaisseur différente.

Il est intéressant de noter que même pour les cibles les plus minces, le diamètre de la tache $K\alpha$ est 2 - 3 fois plus grand de la tache focale du laser, où les électrons sont accélérés. L'interprétation de ce comportement n'est pas clairement établie et deux scénarios ont été proposés :

- une divergence initiale du faisceau importante, en raison de l'enfoncement pondéromoteur de la surface où les électrons sont accélérés. Le champ magnétique compenserait ensuite cette ouverture initiale, en donnant lieu à la plus petite divergence moyenne observée.
- un processus de diffusion radiale des électrons sur la face avant de la cible.

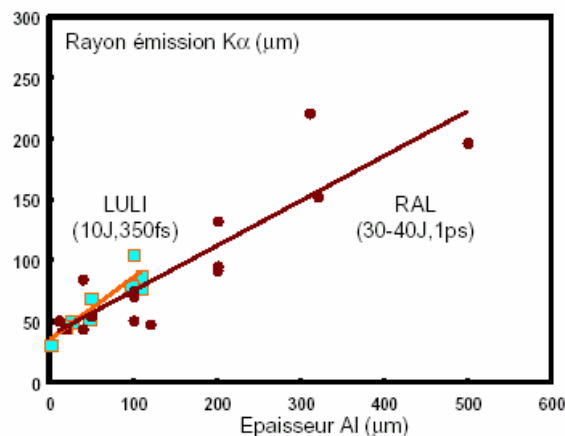


Figure 3.9. Rayon de l'émission $K\alpha$ en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium, pour les expériences du LULI (Al-Ti-Al) et du RAL (Al-Cu-Al).

Pour ce qui concerne les résultats obtenus au RAL, le rayon de la tache $K\alpha$ du cuivre (cibles Al-Cu-Al) présente le même comportement qu'au LULI en fonction de l'épaisseur de la couche de propagation d'aluminium, avec un rayon minimum de l'ordre de 35-40 μm et un angle moyen de divergence de ± 20 degrés. Les valeurs observées du rayon dans cette expérience sont également montrées dans la [figure 3.9](#).

Dans le cas des cibles multicouches du type Al (10 μm) - CH (20, 50, 200 μm) - Ti (20 μm) - Al (10 μm) la divergence angulaire moyenne observée est similaire à celle obtenue avec les cibles Al-Ti-Al.

L'émission XUV au LULI n'est visible que jusqu'à 30 μm d'épaisseur d'aluminium simple, avant de disparaître dans le bruit de fond. Aucun signal XUV n'a été détecté avec les cibles multicouches. Le rayon de la tache XUV est de l'ordre de 30 μm (en moyenne) et semble varier peu avec l'épaisseur, comme on peut le voir dans la [figure 3.10](#). Les observations montrent que, pour la même épaisseur de la couche de propagation, les deux diagnostics (XUV et $K\alpha$) indiquent une taille similaire.

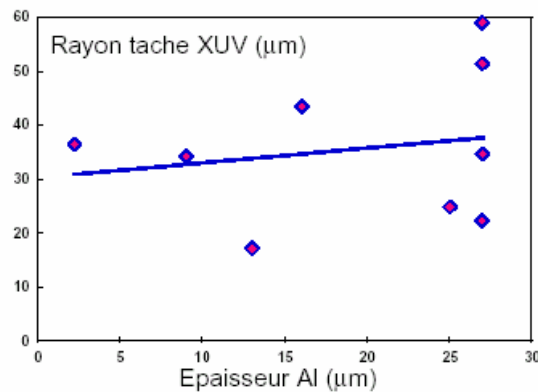


Figure 3.10. Rayon de la tache émission XUV en fonction de l'épaisseur de la cible (Al simple).

L'émission XUV au RAL est visible pour des cibles de plus grandes épaisseurs (~ 100 μm), par rapport aux tirs du LULI, ce qui est peut-être la signature d'un chauffage plus en profondeur. Comme pour les tirs du LULI, la taille de l'émission XUV est comparable à celle obtenue par les $K\alpha$.

En comparant, pour le même tir, l'émission XUV et X $K\alpha$, on observe que assez rarement les deux taches présentent la même forme. Plus souvent la tache XUV apparaît irrégulière, avec plusieurs points chauds, tandis que la $K\alpha$ demeure compacte ([figure 3.11](#)).

Pour étudier plus en détail ce phénomène de "filamentation", quelques tirs d'essai ont été effectués sur des cibles Al-Cu-Al en augmentant l'épaisseur de la couche finale d'aluminium (50 ou 100 μm au lieu de 15-20 μm), en conservant les mêmes épaisseurs pour les autres couches. La filamentation observée sur l'image XUV devient nettement plus visible lorsque l'épaisseur de la couche finale est plus grande (100 μm à la place de 15-20 μm).

Ce phénomène n'est pas du tout visible pour des cibles monocouche d'aluminium. Cela suggère que la propagation du faisceau est perturbée à la traversée de l'interface Cu-Al : le courant d'électrons initialement compact se désagrège en filaments, qui se séparent au fur et à mesure lors de la traversée de la couche finale.

Ce comportement à l'interface est dû à la discontinuité de la conductivité du milieu et éventuellement à la présence d'une couche isolante due à la colle entre les deux conducteurs et distribuée sur la surface de contact de manière inhomogène. Cette discontinuité n'est pas présente, en revanche, entre la couche d'aluminium frontale et celle de cuivre, car ces deux couches étaient "liées" thermiquement (thermal bond).

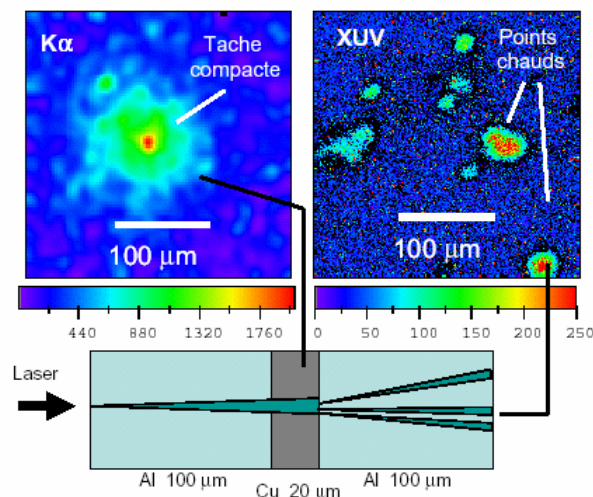


Figure 3.11. L'émission XUV présente souvent des points chauds tandis que le signal $X K\alpha$ correspondant au même tir montre une tache unique et compacte. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la couche finale d'aluminium est plus épaisse.

Un phénomène similaire de filamentation a été également observé dans les images $K\alpha$, lorsque la cible avait comme couche de propagation du plastique (cibles Al-CH-Cu-Al). Ici, l'émission $X K\alpha$ était très large ($> 500 \mu\text{m}$) et présentait des points chauds superposés à un "plateau" assez uniforme et moins intense (figure 3.12).

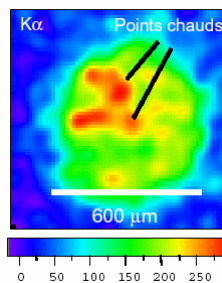


Figure 3.12. Image $K\alpha$ d'une cible Al 11 μm -CH 300 μm -Cu 25 μm -Al 16 μm . Plusieurs points chauds sont visibles, témoignant d'une filamentation du faisceau d'électrons rapides traversant la couche fluorescente.

Une explication qualitative possible peut être encore une fois la filamentation du faisceau d'électrons due aux phénomènes d'instabilités liés à la propagation dans la couche plastique initialement isolante (instabilité électrothermique).

III.C.2. Estimation de la température à partir des images XUV

L'estimation de la température à partir de l'émissivité nécessite une modélisation de l'expansion de la surface arrière, en fonction de la température initiale, puis l'intégration du signal sortant du plasma en détente. Cette approche suppose que le signal XUV détecté, qui est intégré dans le temps, est entièrement attribué au chauffage lié aux électrons rapides, alors que a priori des sources de chauffage de nature différente et intervenant à des temps ultérieurs (comme par exemple le débouché du choc) pourraient contribuer au signal XUV mesuré.

La validité de cette hypothèse a été alors vérifiée lors d'une expérience conduite par l'équipe du LLNL sur le laser JanUSP (figure 3.13.b) et par des simulations hydrodynamiques. L'émission XUV de la face arrière a été mesurée avec une caméra streak dans des conditions d'interaction comparables à celles des expériences LULI et RAL: l'émissivité XUV est intense uniquement dans un intervalle de temps inférieur à 100 ps, l'émission à des temps ultérieurs est négligeable. Des simulations hydrodynamiques, avec le code Lasnex 1D [Zimmerman (1975)], associées à un post-processeur pour le calcul de l'émissivité ont confirmé la courte durée observée (<100 ps) (figure 3.13.a) pour des températures initiales de la cible comprises entre 10 et 40 eV. Il semble donc licite d'attribuer l'émissivité XUV au chauffage par les électrons rapides.

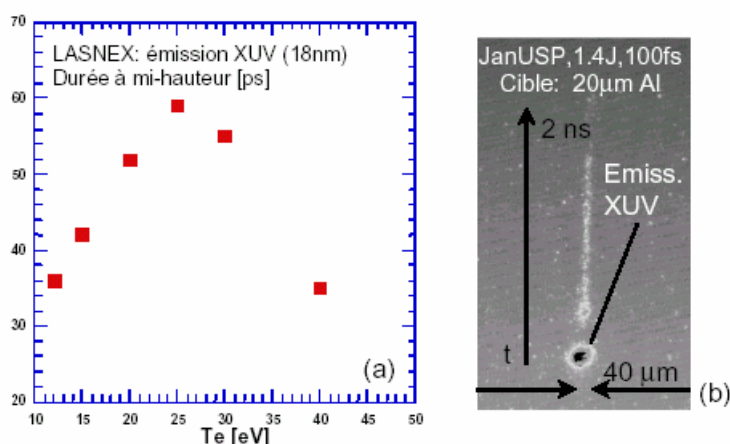


Figure 3.13. (a) Simulation numérique (code hydrodynamique LASNEX) de la durée de l'émission XUV de la face arrière d'une cible d'Al en fonction de la température initiale. (b) Mesure, résolue temporellement, de l'émission XUV d'une cible d'Al, obtenue dans des conditions similaires de LULI.

La figure 3.14 représente les résultats recueillis sur trois installations différentes (LULI points rouges, RAL-VULCAN carrés bleus, RAL-PW triangles violets) de la température de la cible en fonction de son épaisseur [Martinolli (2003), Key (2003), Evans (2004)].

Les températures obtenues s'avèrent approximativement proportionnelles à l'énergie laser : on obtient environ 1 à 2 eV de chauffage par Joule laser.

Dans l'expérience du RAL, les températures sont légèrement plus élevées, comme prévu, en raison de l'énergie plus importante du faisceau d'électrons: pour les cibles d'aluminium la température associée à l'émission XUV atteint une centaine d'eV pour les épaisseurs < 40 µm et descend à 20 - 30 eV pour des cibles de ~ 100 µm, avant de disparaître dans le bruit au delà de 200 µm. Cependant, le niveau et la durée de l'ASE du laser Vulcan n'étant pas bien connus, la température obtenue pour les cibles de petite épaisseur n'est a priori pas tout à fait fiable.

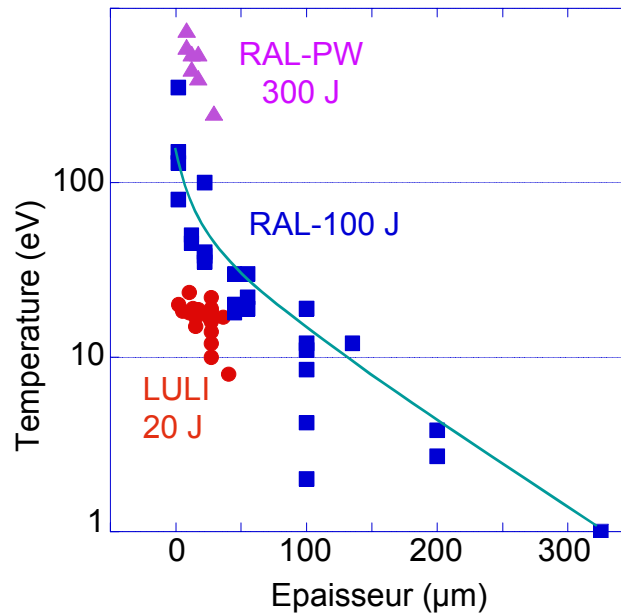


Figure 3.14. Température estimée à partir de l'émission XUV en fonction de l'épaisseur de la cible obtenue au LULI (ronds), au RAL sur VULCAN (carrés) et au RAL sur l'installation PW (triangles).

Il est cependant intéressant de constater que cet ordre de grandeur du chauffage a également été observé au cours d'une expérience intégrée au Japon (c'est-à-dire lors de l'interaction d'un faisceau de type PW avec une cible pré-comprimée donnant un plasma chaud et dense) où l'on a atteint une augmentation de la température ionique de 400 eV pour 300 J dans l'impulsion intense [Kodama (2002)].

III.C.3. Spectroscopie X $K\alpha$

L'intensité et le décalage des raies $K\alpha$ issues des couches fluorescentes de Cuivre et d'Aluminium peuvent renseigner sur le chauffage induit par les électrons rapides.

Dans la figure 3.15 on présente un spectre typique obtenu au RAL pour une cible bicouche Cu (25 μm)-Al (16 μm). Le pic très intense à gauche dans ces images correspond à la raie $K\alpha$ froide (8.3396 Å) de l'aluminium. Les raies "chaudes", décalées vers les petites longueurs d'onde se situent à droite du pic. La première raie décalée est la 5+ ou oxygen-like (8.269 Å), qui correspond à un état d'ionisation initial 4+. La deuxième, à peine visible dans les cibles les plus minces, est la nitrogène (8.203 Å). À droite, on peut observer le double pic de la raie $K\alpha$ du cuivre (7.7031 et 7.7222 Å, $\Delta\lambda \sim 19$ mÅ), réfléchi au cinquième ordre par un cristal KAP. La présence du pic du cuivre permet une calibration spectrale précise.

La variation de l'intensité des raies froides en fonction de l'épaisseur permet, à l'aide d'un modèle purement collisionnel, de trouver la température caractéristique de la source d'électrons rapides (300-400 keV) et l'énergie totale des électrons (3-10 J).

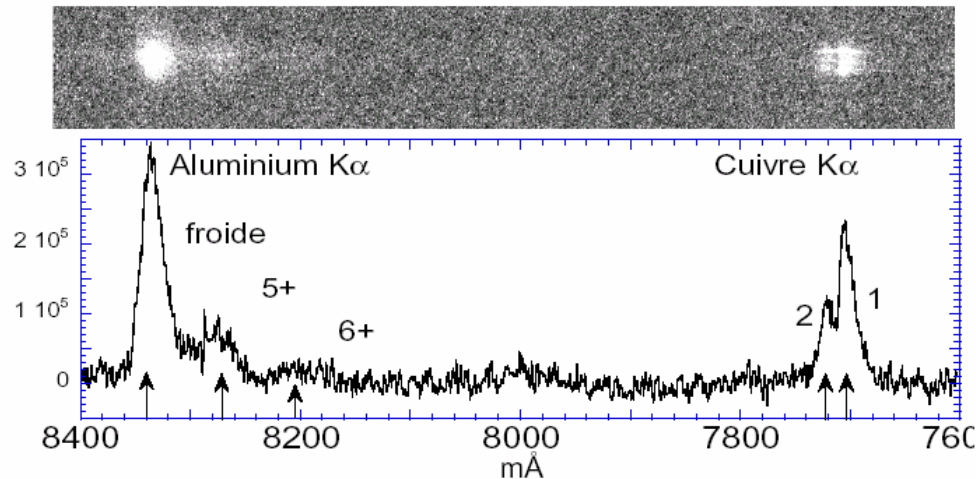


Figure 3.15. Spectre obtenu pour une cible Cu (25 µm)-Al (16 µm). A gauche : raie K α froide et raies décalées ("chaudes") de l'aluminium. A droite : double pic K α du cuivre (réfléchi au cinquième ordre). Energie dans la tache focale ~ 25J.

Les raies de l'Aluminium 5+ (visible jusqu'à 120 µm) et 6+ (visible jusqu'à 20 µm), décalées spectralement de la raie froide, dépendent de l'ionisation du milieu, et donc d'un chauffage en profondeur de la cible.

L'intensité absolue des pics permet d'estimer directement le chauffage du matériau. La température trouvée ainsi est comprise entre 10 et 30 eV.

III.D. Emission visible

Dans ces expériences l'émission du rayonnement visible en face arrière des cibles est analysée. Ce travail a fait l'objet de la thèse de João J. Santos (2003), qui a précédé cette thèse.

Le principe de ces expériences est montré dans la [figure 3.16](#). Les cibles utilisées sont en aluminium, ayant une épaisseur de 17 à 914 µm. Le but est de faire une analyse spatiale, temporelle et spectrale du rayonnement émis en face arrière. L'ouverture optique du système de reprise est de f/1.6.

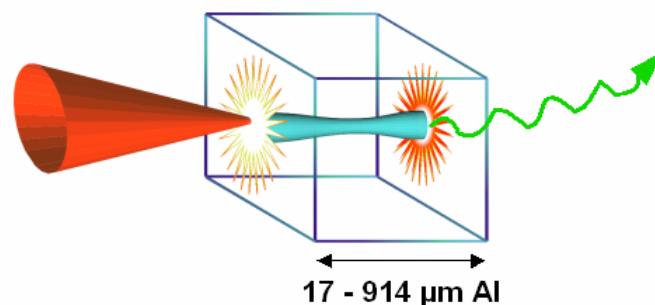


Figure 3.16. Principe expérimental de l'analyse du rayonnement visible émis en face arrière des cibles

D'abord on montre les résultats de l'analyse spatiale et temporelle, ensemble dans la **figure 3.17**. On observe sur l'image 2D (à gauche) un signal très intense et de petite taille transversale, entouré par un halo plus large, mais moins intense. Cette image spatiale est intégrée en temps. Sur l'analyse temporelle, à droite, on observe un signal très bref (moins de 10 ps) et intense, suivi beaucoup plus tard, à l'échelle ns, par un signal plus long en temps et moins intense. On pense que le signal intense observé sur les deux images différentes est le même signal. La brièveté du signal (seulement quelques picosecondes) laisse supposer qu'il s'agit de la signature des électrons rapides traversant la face arrière de la cible.

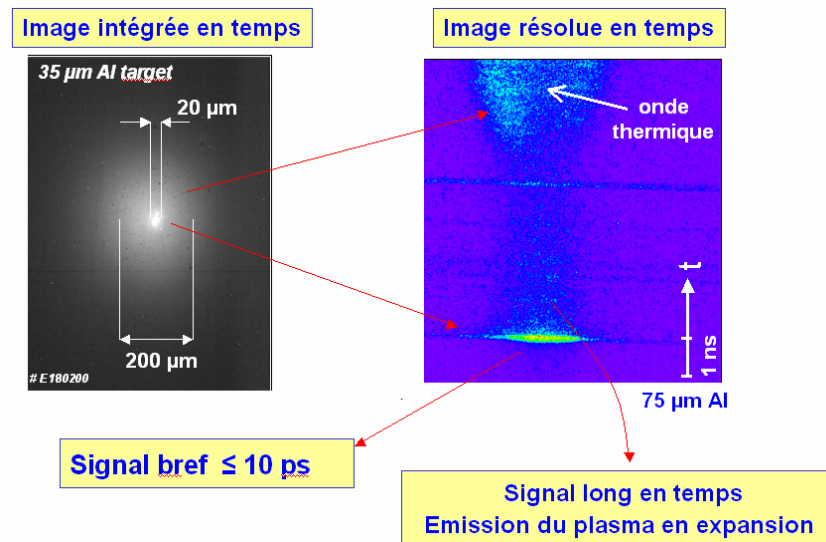


Figure 3.17. Image spatiale 2D (à gauche) et image résolue en temps (à droite).

Les électrons peuvent émettre un signal si bref à travers plusieurs types de rayonnement: le rayonnement de transition, le rayonnement synchrotron ou le rayonnement bremsstrahlung.

Sachant maintenant qu'il s'agit des électrons, l'analyse peut continuer avec l'évolution du signal spatial en fonction de l'épaisseur de la cible (**figure 3.18**). On observe que la taille spatiale transversale est proportionnelle avec l'épaisseur de la cible, témoignant d'une certaine divergence du faisceau d'électrons.

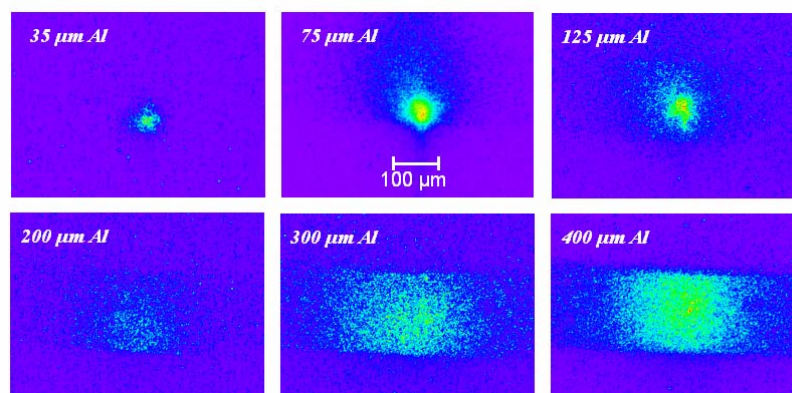


Figure 3.18. Taille transversale du signal en fonction de l'épaisseur de la cible.

Le diamètre de la tache est représenté dans la **figure 3.19**, à gauche, en fonction de l'épaisseur de la cible. On trouve un demi-angle moyen de divergence de 17° . De plus, l'intensité du signal baisse très vite avec l'épaisseur de la cible, comme on le voit sur la figure de droite.

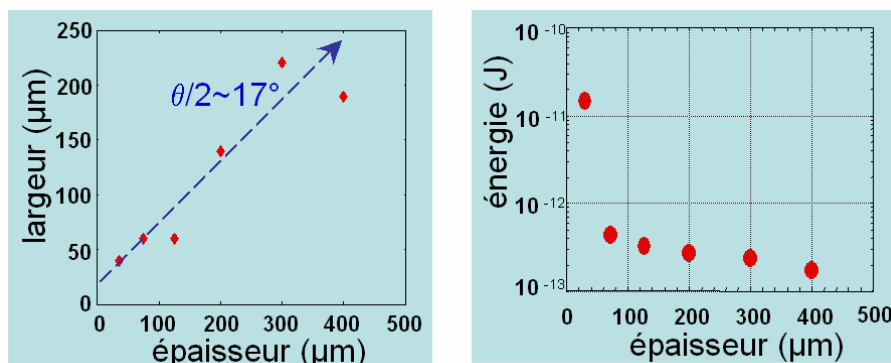


Figure 3.19. Diamètre (à gauche) et énergie absolue (à droite) du signal en fonction de l'épaisseur de la cible.

La **figure 3.20** montre le spectre du rayonnement émis en face arrière pour une cible de $914 \mu\text{m}$. On observe une forte émission du rayonnement à 530 nm , qui correspond au double de la fréquence laser. Cette émission intense à 2ω est observée pour toutes les épaisseurs des cibles, même les plus épaisses.

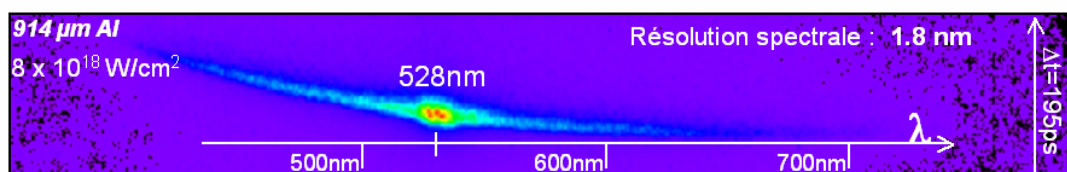


Figure 3.20. Spectre du rayonnement émis en face arrière pour une cible de $914 \mu\text{m}$.

Au cours de la thèse de João J. Santos l'hypothèse d'un signal CTR (Coherent Transition Radiation) avait alors été invoquée. Depuis, cette idée a été reprise en détail avec des expériences plus ciblées et un modèle théorique qui font l'objet de cette présente thèse.

III.E. Spectre en énergie des électrons sortant de la cible

Ce paragraphe présente une expérience réalisée sur l'installation 80 TW P102 du CEA/LV [Malka (1996)].

L'impulsion laser ($I \sim 2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, $\sim 400 \text{ fs}$, $\lambda = 1.056 \mu\text{m}$) interagit avec une cible solide (CH) de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Des électrons relativistes sont créés et traversent la cible. En face arrière ils sortent et sont directement mesurés avec un spectromètre, dans la direction du laser (0°).

Dans la **figure 3.21** on présente le spectre en énergie des électrons chauds [Malka (1996)]. L'intensité laser est variée de ~ 2 à $9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

On observe que le nombre des électrons augmente avec l'intensité laser. Les données expérimentales peuvent être décrites par des fonctions de distribution de type Boltzmann: $f(W) = dN/dW \sim \exp[-W/k_b T_h]$, avec une température T_h spécifique pour chaque intensité du laser.

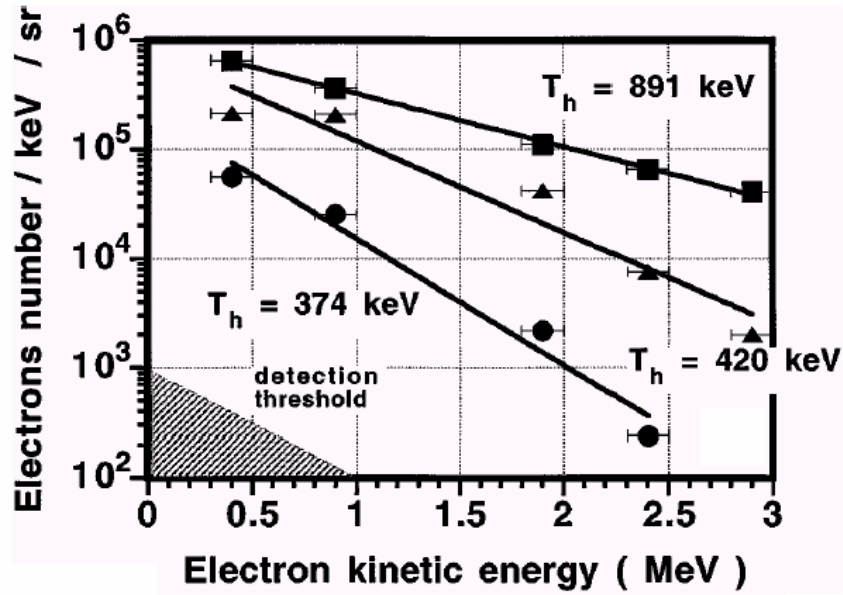


Figure 3.21. Spectre en énergie des électrons sortant de la cible, pour une cible CH de $30 \mu\text{m}$ et une intensité laser de $9 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (carrés), $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (triangles) et $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (cercles) [Malka (1996)]. Les courbes continues montrent des distributions de type Boltzmann, avec des températures de 0.891, 0.420 et 0.374 MeV, respectivement.

Les températures ainsi trouvées sont représentées dans la figure 3.22, en fonction de l'intensité laser. On observe un bon accord avec le modèle de Wilks *et al.* [Wilks (1992)], qui suit une loi de variation de type: $T_h[\text{MeV}] = 0.511 [(1 + I_{18}/1.37)^{1/2} - 1]$.

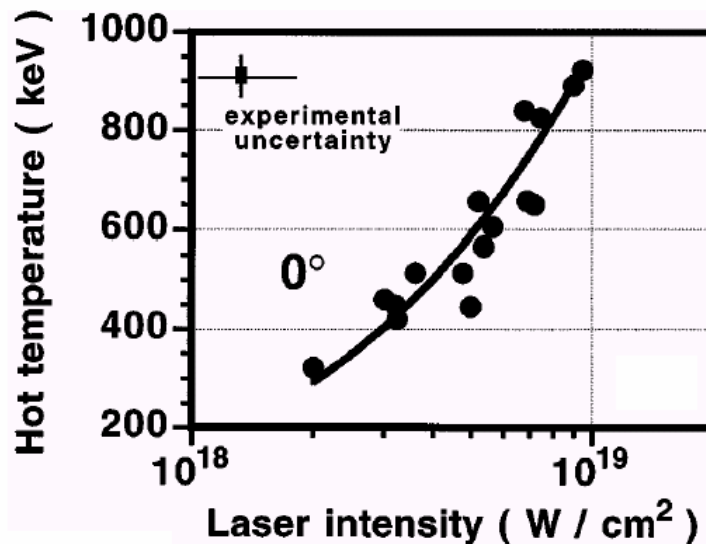


Figure 3.22. La température de distribution en fonction de l'intensité laser [Malka (1996)]. Les cercles sont des points expérimentaux. La courbe continue suit le modèle de Wilks *et al.* [Wilks (1992)].

Supposant une distribution isotrope des électrons, on trouve un rendement de conversion de l'énergie laser vers les électrons chauds (qui s'échappent de la cible) de $\sim 1\%$. Des expériences ultérieures, réalisées par les mêmes auteurs [Malka (1996)], ont montré que

ce rendement est augmenté d'un facteur ~ 30 pour le cas des cibles d'aluminium ($\sim 1 \mu\text{m}$) et une intensité de 10^{19} W/cm^2 .

Les électrons mesurés dans cette expérience ne sont pas les mêmes que ceux observés dans les paragraphes précédentes. Par ce diagnostic on observe seulement la fraction des électrons qui arrivent à s'échapper de la cible. Cependant, une grande partie des électrons produits par laser peut être re-injectée dans la cible.

III.F. Conversion énergie laser / électrons

De nombreuses expériences ont été effectuées sur des installations laser relativement différentes sur le plan énergie (10-500 J) et durée d'impulsion (0,3 – 20 ps) [Beg (1997), Wharton (1998), Pisani (2000), Yasuike (2001)]. La plupart des résultats ont été obtenus à partir de diagnostics reposant sur la mesure du rayonnement $K\alpha$ émis par une cible.

Cependant, on trouve que le transfert d'énergie dans les électrons rapides ne dépend que de l'intensité laser et croît avec une dépendance en $I^{0,3}$. Ces données expérimentales sont reportées sur un graphe en figure 3.23.

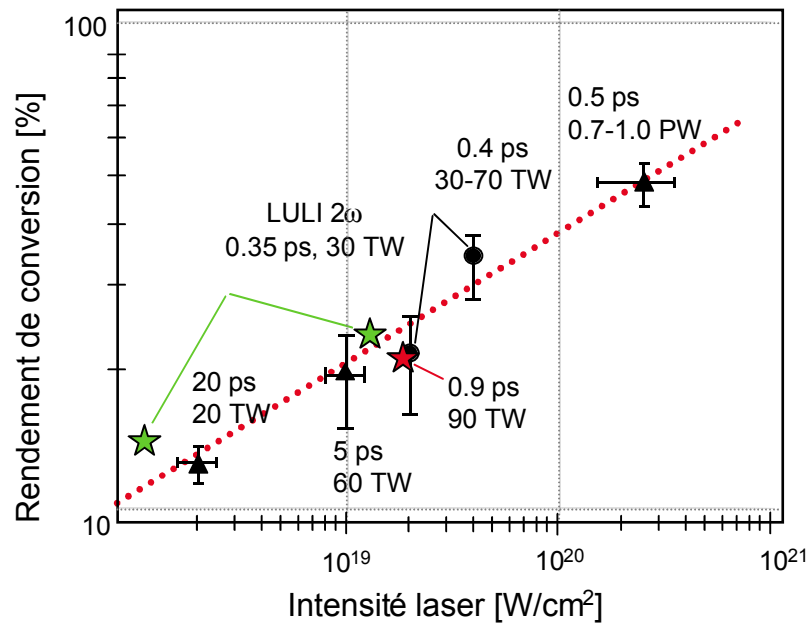


Figure 3.23. Rendement de conversion entre l'énergie laser et les électrons rapides en fonction de l'intensité laser sur cible.

On constate aisément à partir de ce graphe que pour des intensités laser voisines de 10^{19} W/cm^2 , on peut espérer un transfert d'énergie laser vers les électrons rapides de l'ordre de 20 à 30 %, ce qui paraît raisonnable.

III.G. Température des électrons rapides

Là encore, les principaux résultats ont été obtenus à partir de diagnostics d'émission $K\alpha$, mais également à partir de spectres d'électrons recueillis grâce à de gros spectromètres à aimant permanent.

La plupart des expériences (figure 3.24) [Beg (1997), Pisani (2000), Santos (2002)] montrent la possibilité de produire en abondance des électrons très énergétiques jusqu'à plusieurs dizaines de MeV. Pour des éclaircements typiques de 10^{19} W/cm², on trouve des électrons de plusieurs centaines de keV jusqu'au MeV.

Pour les intensités laser $\geq 10^{18}$ W/cm², la température des électrons chauds T_h peut être décrite par une loi où $T_h \sim (I\lambda^2)^{1/3 - 1/2}$. La dépendance en $(I\lambda^2)^{1/2}$ traduit le fait que la température des électrons est proportionnelle à l'énergie pondéromotrice, ce qui est bien observé dans les simulations numériques, alors que la dépendance en $(I\lambda^2)^{1/3}$ découle de façon empirique des différents résultats expérimentaux [Beg 1997].

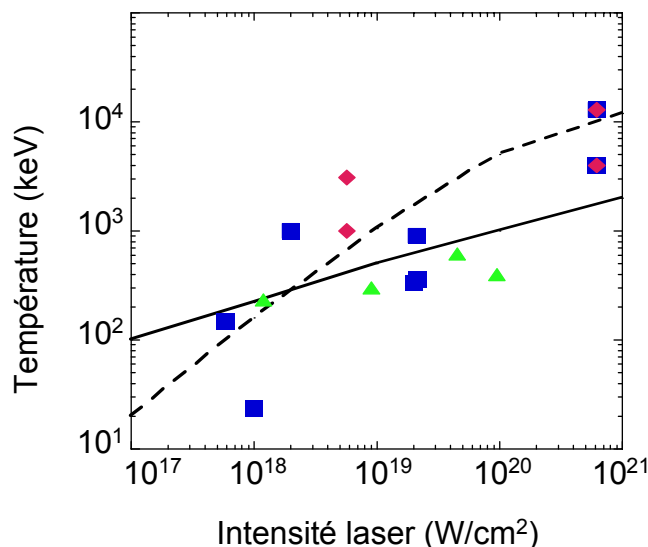


Figure 3.24. Température des électrons en fonction de l'intensité laser sur cible. La courbe pointillée représente la variation en $I^{1/2}$ et en trait plein la variation en $I^{1/3}$. Les losanges sont obtenus à partir de spectres d'électrons, alors que les carrés et les triangles sont obtenus à partir de spectres d'émission $K\alpha$

Les différents paramètres contrôlant la variation de la température des électrons rapides doivent être bien compris et maîtrisés.

En effet, dans le contexte de l'allumeur rapide, il pourrait apparaître une incompatibilité entre l'absorption efficace du rayonnement laser par le plasma (impliquant des intensités élevées) et une énergie moyenne (température) des électrons modérée pour chauffer correctement le microballon (intensités moyennes).

En effet, des électrons trop énergétiques ne pourraient pas déposer efficacement leur énergie au centre de la cible. La longueur d'onde du laser intense pourrait résoudre ce problème: un doublement (voire un triplement) en fréquence permettrait ainsi de réduire l'énergie des électrons (puisque $T_h \sim \lambda$) sans trop affecter l'énergie totale du faisceau.

Chapitre IV - L'émission du rayonnement en face arrière des cibles

Le but principal de cette thèse est d'étudier les électrons qui sont créés dans l'interaction laser-matière et qui se propagent dans la matière. Le principal diagnostic utilisé pour quantifier ces électrons est l'émission du rayonnement issu de la face arrière des cibles. Les électrons qui traversent la cible et sortent en face arrière émettent du rayonnement qui est mesurable et qui dépend de leurs propriétés. De cette façon on peut remonter aux caractéristiques des électrons en termes d'énergie totale, température électronique, géométrie de propagation, chauffage du milieu, etc. Pour cela il faut analyser et quantifier les différents mécanismes d'émission. Au cours de ce chapitre on va passer en revue les rayonnements de transition, Bremsstrahlung, synchrotron, Cerenkov et du corps noir, en présentant seulement les propriétés les plus importantes qui seront utilisées plus tard lors de l'analyse quantitative des électrons. Les [annexes A1 et A2](#) présentent les calculs plus détaillés.

IV.A. Rayonnement de transition

Dans le cas d'un mouvement uniforme d'une particule chargée dans un milieu homogène, à vitesse plus petite que la vitesse de la lumière dans ce milieu, la particule ne rayonne pas. Si la vitesse de la particule est supérieure à cette vitesse, alors elle émet du rayonnement, appelé rayonnement Cerenkov, même si le mouvement est uniforme. Un autre type de rayonnement est le rayonnement de transition (**TR** = **T**ransition **R**adiation), qui apparaît lors du passage d'une particule chargée à travers l'interface séparant deux milieux, dont les propriétés diélectriques sont différentes. Pendant la traversée du premier milieu le champ émis est caractérisé par le mouvement de la particule et les propriétés du premier milieu. Dans le deuxième milieu le champ émis est caractéristique du mouvement de la particule et du deuxième milieu. On suppose que les deux milieux sont homogènes. Lors du passage de l'interface, les deux champs, initial et final, sont différents, car les propriétés des milieux sont différentes. Par conséquent, même dans le cas d'un mouvement uniforme il y aura une émission non-nulle du rayonnement, résultant du réarrangement des champs à proximité de la discontinuité.

Physiquement, le mécanisme de production du rayonnement de transition est lié aux propriétés de polarisation et dépolarisation des milieux traversés, induits par la particule chargée [Ginzburg & Frank (1945 & 1946), Garibian (1958), Wartski (1976)]. Dans la région voisine de la trajectoire, les électrons du milieu (liés aux atomes) se déplacent par rapport à la position initiale, formant des dipôles atomiques (figure 4.A.1). Après le passage de la particule, les électrons reviennent à leur position initiale, en émettant du rayonnement. Dans un milieu homogène (figure 4.A.1.a) les dipôles sont disposés symétriquement autour de la particule et le rayonnement total émis est nul. Si la symétrie est détruite, comme pour une interface entre deux milieux différents (figure 4.A.1.b) ou l'interface entre un milieu et le vide (figure 4.A.1.c), il apparaît un moment dipolaire résultant non-nul qui produit le rayonnement de transition, quelle que soit la vitesse de la particule.

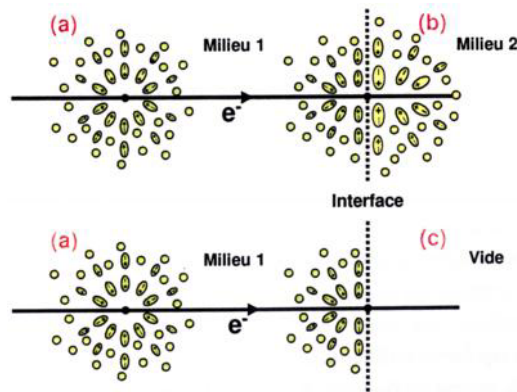


Figure 4.A.1. Modèle de génération du rayonnement par polarisation et dépolarisation du milieu au passage de l'électron.

La dépolarisation du milieu permet aussi d'expliquer le rayonnement Cerenkov, décrit comme une onde de choc qui se propage sur un cône (cône du Mach) à la vitesse de la lumière. Le rayonnement de transition et le rayonnement Cerenkov subissent les mêmes équations de Maxwell pour une particule chargée en translation uniforme rectiligne, avec des conditions aux limites différentes.

Par la suite on va présenter les propriétés générales du rayonnement de transition qui sont indispensables pour la compréhension de cette thèse. On va se limiter aux domaines particuliers des fréquences et énergies qui nous intéressent. Dans nos expériences on a collecté le rayonnement avec une parabole de reprise de 80 mm de diamètre et 110 mm de distance focale (ouverture $f/1.2$). Le rayonnement a été étudié sur la plage spectrale de 200 à 700 nm, pour des cibles en aluminium, ce qui nous amène à employer le terme de "Rayonnement de Transition Optique" (OTR), car il est globalement analysé dans le domaine du rayonnement visible. Les énergies cinétiques moyennes des électrons se situent autour de quelques MeV.

Pour le lecteur plus spécialisé qui s'intéresse aux détails de ces calculs, une présentation complète de ces aspects est donnée dans l'annexe 1.

IV.A.1. La longueur de formation

On a vu que le rayonnement de transition est créé à l'interface séparant les deux milieux. Il est nécessaire de définir la distance sur laquelle ce rayonnement est créé, pour savoir si l'émission de l'OTR est compatible avec certaines situations physiques (par exemple des cibles extrêmement minces).

Pendant le passage de la particule, les champs rayonnés par les différents points du milieu s'additionnent d'une façon cohérente autour de la direction de propagation de la particule (électron) et sur une certaine longueur, afin de construire le rayonnement de transition. Physiquement la longueur de formation représente la longueur au bout de laquelle la phase de l'onde électromagnétique "vue" par la particule varie de 1 radian. Pour une certaine fréquence, cette longueur vérifie la relation [Couillaud & Haouat (1999), Couillaud (2000)]:

$$\frac{\omega}{c} \left(\frac{1}{\beta} - n(\omega) \cos \theta \right) L_f(\omega) \leq 1 \quad (4.A.1)$$

où β est la vitesse réduite de l'électron, c la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction du milieu à la fréquence ω et θ est l'angle d'observation du rayonnement émis par rapport à la direction de propagation de l'électron.

L_f est la distance sur laquelle une onde électromagnétique et un électron peuvent échanger leur énergie. On a aussi un temps de cohérence, défini par : $L_f(\omega) = v t_c(\omega)$.

Dans des cas relativistes, la longueur de formation dans une direction proche de la direction de propagation des électrons peut être mis sous la forme:

$$L_f(\omega) = \frac{\lambda}{\pi} \left(\frac{1 - \frac{1}{2\gamma^2}}{\gamma^{-2} + \theta^2} \right) \quad (4.A.2)$$

où λ est la longueur d'onde et γ le facteur relativiste de l'électron.

Pour une observation dans l'axe de propagation de l'électron, la condition limite devient:

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} L_f(\omega) = \frac{\lambda \gamma^2}{\pi} = \frac{2c\gamma^2}{\omega} \quad (4.A.3)$$

Donc la longueur de formation augmente avec l'énergie des particules. Par contre, si l'observation se fait sur un certain angle non-nul, la longueur de formation est plafonnée à une valeur établie par l'angle d'observation:

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} L_f(\omega) = \frac{\lambda}{\pi \theta^2} \quad (4.A.4)$$

La **figure 4.A.2** montre l'évolution de la longueur de formation en fonction de l'énergie des électrons, pour les angles d'observation 0° , 10° , 20° et 30° , et pour la longueur d'onde de 530 nm. La **figure 4.A.3** montre les mêmes courbes, pour 350 nm. On observe que la longueur de formation augmente avec l'énergie de l'électron, pour tous les angles, jusqu'à autour du MeV, à partir duquel elle reste quasi-constante. On observe aussi une diminution légère de cette longueur avec l'angle d'observation, pour une énergie cinétique de l'électron constante. La longueur de formation augmente aussi avec la longueur d'onde du rayonnement observé. Typiquement pour 2 MeV à 0° on a une longueur de formation $0.3 \mu\text{m}$ à 530 nm ($2\omega_0$), alors qu'elle n'est que de $0.085 \mu\text{m}$ à 350 nm ($3\omega_0$).

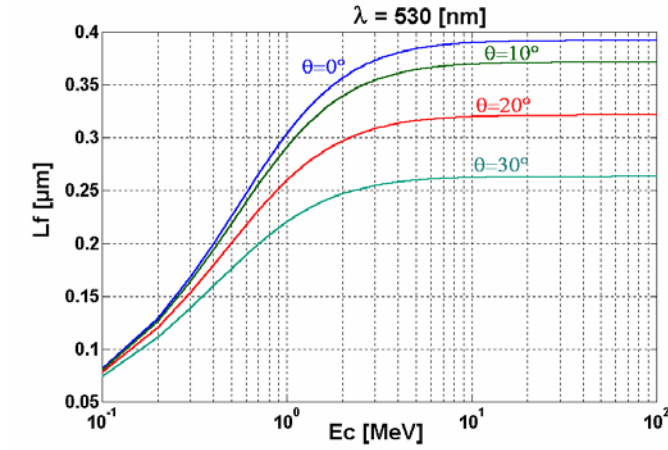


Figure 4.A.2. La longueur de formation de l'OTR en fonction de l'énergie de l'électron, pour plusieurs angles d'observation et à 530 nm ($2\omega_0$).

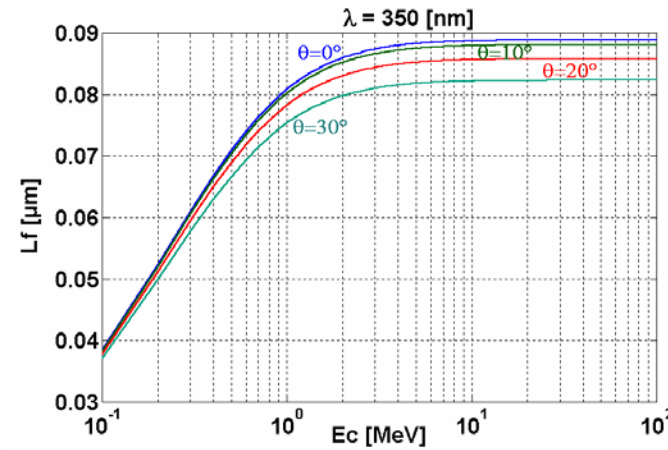


Figure 4.A.3. La longueur de formation de l'OTR en fonction de l'énergie de l'électron, pour plusieurs angles d'observation et à 350 nm ($3\omega_0$).

Dans la suite on étudie l'évolution de la longueur de formation en fonction de la longueur d'onde des photons, donc de l'énergie des photons. La longueur de formation dépend de la fréquence du rayonnement, de l'énergie des électrons et du coefficient diélectrique (permittivité) du milieu suivant l'expression:

$$L_f(\omega) = \frac{\beta c}{\omega} \left| \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\epsilon} \cos \theta} \right| \quad (4.A.5)$$

Pour les petites longueurs d'onde, la longueur de formation est grossièrement inversement proportionnelle à la fréquence ω , cependant que pour les longueurs d'onde plus grandes la permittivité du milieu joue un rôle très important. La figure 4.A.4 montre ces faits, pour plusieurs angles d'observation et une énergie de 2 MeV. On voit que la longueur de formation augmente avec la longueur d'onde. Les pics autour de 600 nm sont dus à l'indice de réfraction complexe de l'aluminium, dont la composante réelle approche 1 pour cette

fréquence. L'angle d'observation ne change pas de façon significative la longueur de formation sur cette plage des fréquences et pour cette énergie.

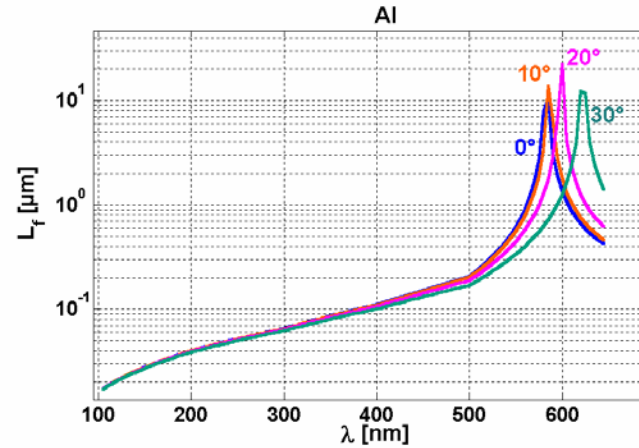


Figure 4.A.4. *Dépendance de la longueur de formation de l'OTR (en μm) en fonction de la longueur d'onde, pour plusieurs angles d'observation (pour l'Al) et pour une énergie de 2 MeV.*

Un électron peut traverser l'interface de séparation milieu/vide sous un certain angle, imposé par les contraintes expérimentales. Pour des mesures de simplicité on étudiera par la suite le rayonnement de transition dans le cas de l'incidence normale. Pour l'incidence oblique les propriétés du rayonnement de transition restent généralement les mêmes dans le contexte de ce travail. Le lecteur pourra se référer à l'[annexe 1](#).

IV.A.2. Le cas de l'incidence normale

On s'intéresse au cas de l'incidence normale pour une particule franchissant un interface milieu/vide, dans le sens milieu \rightarrow vide. La relation générale est donné par [[Wartski \(1976\)](#)] ([Annexe 1](#)):

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \sin^2 \theta \left| \frac{1}{1 - \beta \cos \theta} + \frac{n_{//}}{1 + \beta \cos \theta} - \frac{f_{//}}{\varepsilon} \frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2 \quad (4.A.6)$$

D **R** **T**

où $\beta = v/c$ est la vitesse réduite de l'électron, θ est l'angle d'observation (entre la direction de l'électron et la direction d'observation). $n_{//}$ et $f_{//}$ sont les coefficients de Fresnel de réflexion et de réfraction d'une onde polarisée dans le plan d'incidence:

$$n_{//} = \frac{\varepsilon \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \quad (4.A.7)$$

$$f_{//} = \frac{2\varepsilon \cos \theta}{\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \quad (4.A.8)$$

avec la relation de continuité: $1 + r_l = f_{//}$. La relation (4.A.6) est valable pour la transition milieu \rightarrow vide. Pour le sens contraire il suffit de changer le signe du β dans la relation (4.A.6).

On distingue bien trois composantes qui peuvent être associées à trois ondes différentes (voir figure 4.A.5), en conformité avec le modèle du pseudo-photon (comme détaillé en Annexe 1, la particule est associée à une onde électromagnétique qui interagit avec les dipôles du milieu): une onde directe, une onde réfléchie et une onde réfractée, respectivement. La densité spectrale est la somme cohérente de ces trois ondes.

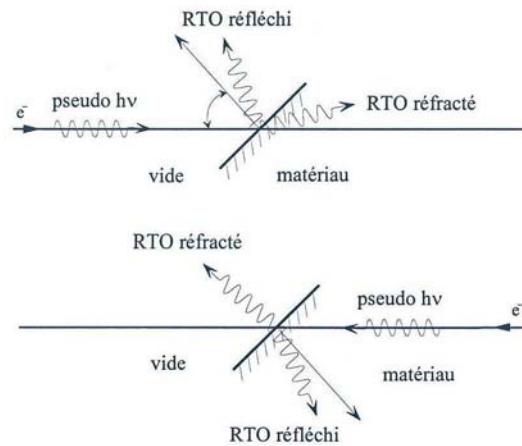


Figure 4.A.5. Modèle du pseudo-photon (onde directe) qui génère une onde réfléchie et une onde réfractée. En haut le cas de la transition vide/milieu et en bas le cas (notre cas) de la transition milieu/vide.

On peut observer que, pour le cas particulier d'un milieu transparent ($\text{Im}(\epsilon)=0$), il y a un angle particulier θ_c pour lequel le dernier terme, la composante réfractée, est singulier. Cet angle satisfait la relation $\cos\theta_c = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon}}$ qui n'est rien d'autre que l'angle d'émission du cône Cerenkov. Donc le dernier terme décrit le rayonnement Cerenkov qui apparaît de façon naturelle si le milieu et la vitesse le permettent.

A partir de la relation (4.A.6) on trace (dans la figure 4.A.6) l'énergie émise par le rayonnement de transition, par unité d'angle solide et d'intervalle spectral, en fonction de l'angle d'observation et pour deux énergies et deux fréquences différentes, pour la transition milieu/vide. On trace aussi, séparément, les composantes individuelles (directe, réfléchie et transmise, comme si elles étaient seules), pour voir leur importance relative.

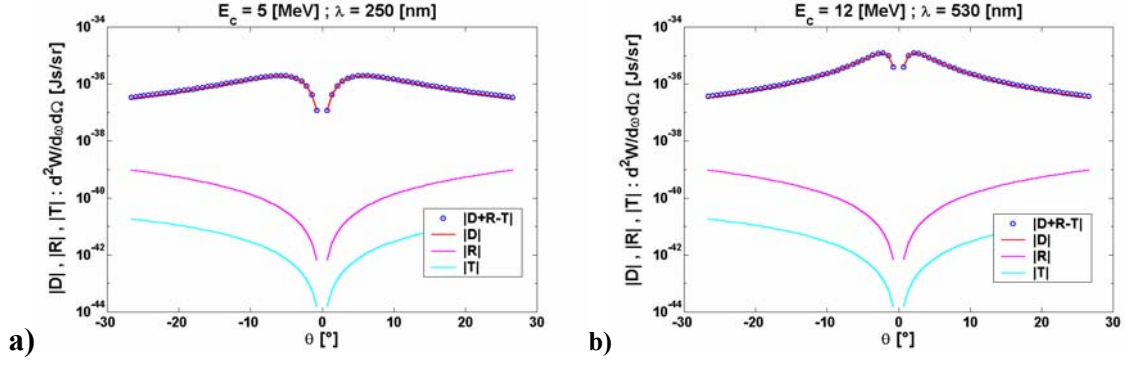


Figure 4.A.6. Transition milieu/vide: $\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}$ en fonction de θ , pour: a) $E_c=5\text{MeV}$, $\lambda=250\text{ [nm]}$, b) $E_c=12\text{MeV}$, $\lambda=530\text{ [nm]}$

On observe que les composantes réfléchie (R) et transmise (T) sont négligeables devant la composante directe (D), quelle que soit l'énergie de l'électron ou la longueur d'onde, ce qui permet de simplifier la formule (4.A.6), en gardant seulement le premier terme:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2}{4\pi^2 c} \frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2} \quad (4.A.9)$$

De plus l'intensité du rayonnement ne dépend pas de la longueur d'onde et possède une forte directivité, avec un maximum d'intensité pour $\sin\theta=\gamma^{-1}$. Cette intensité est nulle dans la direction de propagation de la particule.

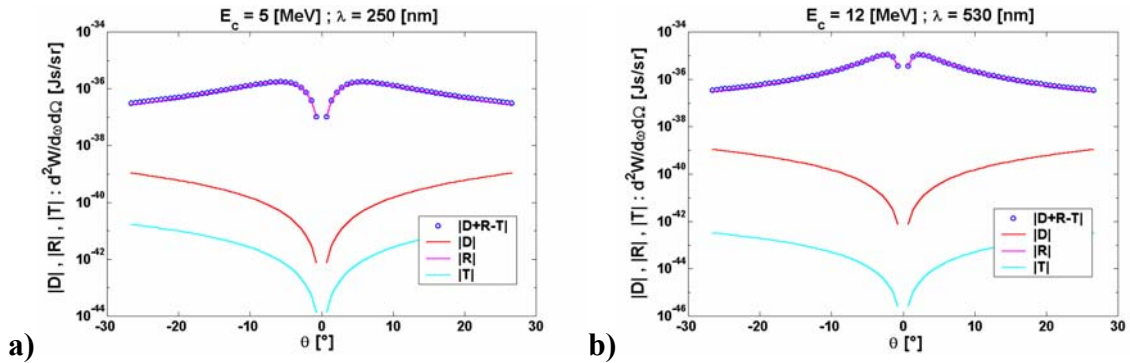


Figure 4.A.7. Transition vide/milieu: $\frac{d^2W}{d\omega d\Omega}$ en fonction de θ , pour: a) $E_c=5\text{MeV}$, $\lambda=250\text{ [nm]}$, b) $E_c=12\text{MeV}$, $\lambda=530\text{ [nm]}$

Dans la figure 4.A.7 on montre l'énergie émise par unité d'angle solide et de fréquence, dans la transition vide/milieu. On observe la même allure que dans la figure 4.A.6, pour les mêmes paramètres, mais les rôles de la composante directe et réfléchie sont inversés. Cette fois ça sera la composante réfléchie qui va dominer devant les autres.

Donc quelque soit le type de transition, vide \rightarrow milieu ou milieu \rightarrow vide, l'émission se fera principalement vers le vide. La densité spectrale émise est la même dans les deux cas (pour une même énergie cinétique de l'électron et pour une même longueur d'onde).

IV.A.2.a) Dépendance spectrale en incidence normale

Dans cette thèse le principal diagnostic repose sur l'analyse spectrale de l'OTR. Dans la suite on s'intéresse donc aux propriétés spectrales du rayonnement de transition dans le domaine des fréquences qui nous concerne (200-700 nm).

Pour le domaine optique et proche UV et pour des cibles métalliques, le module de la permittivité respecte la condition $|\epsilon| \gg 1$. Ceci explique pourquoi, d'après la formule complète (4.A.6), l'émission OTR ne dépend pas de la fréquence dans le domaine 200-700 nm, pour l'Aluminium. Dans la figure 4.A.8 on montre cette dépendance en fonction de la longueur d'onde, pour un électron de 2 MeV. Il s'agit de l'énergie émise par intervalle spectral, qui est donnée soit en fréquence (à gauche), soit en longueur d'onde (à droite).

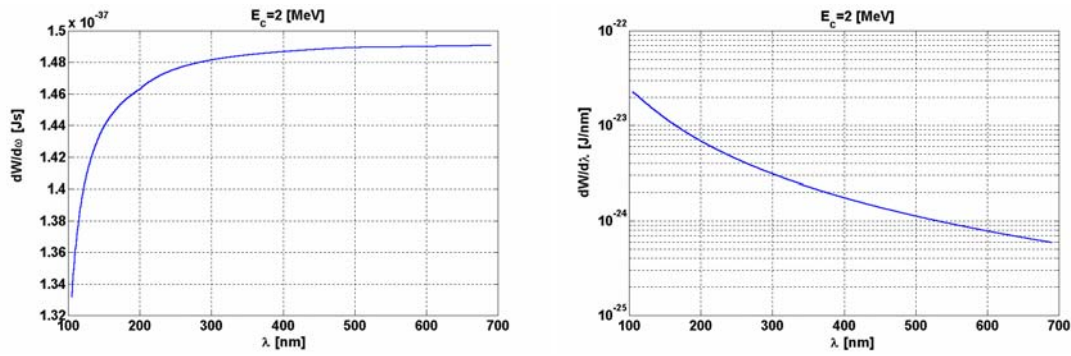


Figure 4.A.8. *Energie OTR émise par unité d'intervalle spectral* en fonction de la longueur d'onde *en fréquence (à gauche) et en longueur d'onde (à droite).*

Cette énergie est intégrée sur tout l'angle solide correspondant à notre dispositif expérimental (parabole f/1.2). On observe que de 200 à 700 nm l'énergie émise par unité de fréquence est quasi-constante, variant de moins de 1%. Par contre, si on regarde l'énergie émise par unité de longueur d'onde, on observe une variation importante en λ^2 , mais ceci est simplement dû au facteur de conversion:

$$d\omega = \frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda \quad (4.A.10)$$

La figure 4.A.9 estime l'énergie émise par unité d'intervalle spectral en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour la longueur d'onde de 530 nm (on a vu qu'en effet cette densité spectrale d'énergie émise reste constante (figure 4.A.8) sur toute la plage spectrale considérée). Le calcul est fait à partir de la relation exacte (4.A.6), intégrée sur le même angle solide f/1.2.

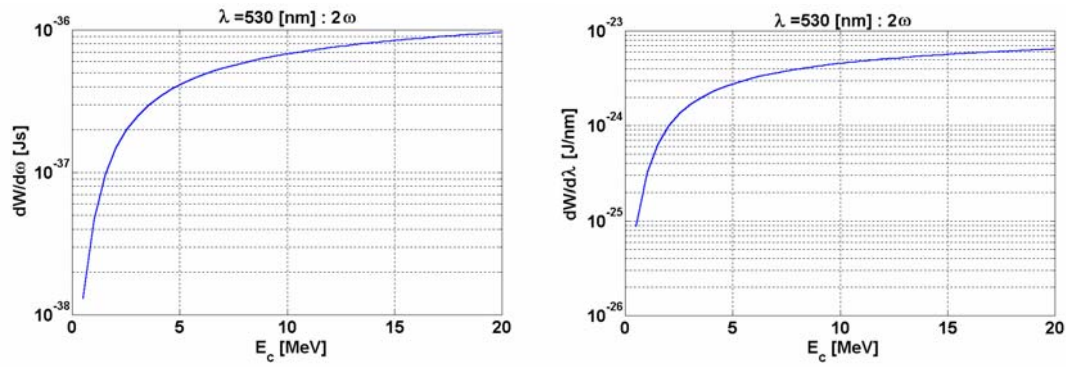


Figure 4.A.9. La densité spectrale d'énergie OTR augmente avec l'énergie de l'électron. à gauche: énergie par unité de fréquence; à droite: énergie par unité de longueur d'onde.

L'énergie émise augmente avec l'énergie de l'électron, mais la pente diminue progressivement avec $\beta \rightarrow 1$.

Enfin, pour généraliser l'étude de la distribution spectrale du rayonnement de transition, on présente sur la [figure 4.A.10](#) l'énergie OTR émise par unité de fréquence en fonction de l'énergie de l'électron et de la longueur d'onde, pour l'angle solide $f/1.2$.

L'énergie spectrale augmente avec l'énergie de l'électron, mais reste quasi-plate avec la longueur d'onde.

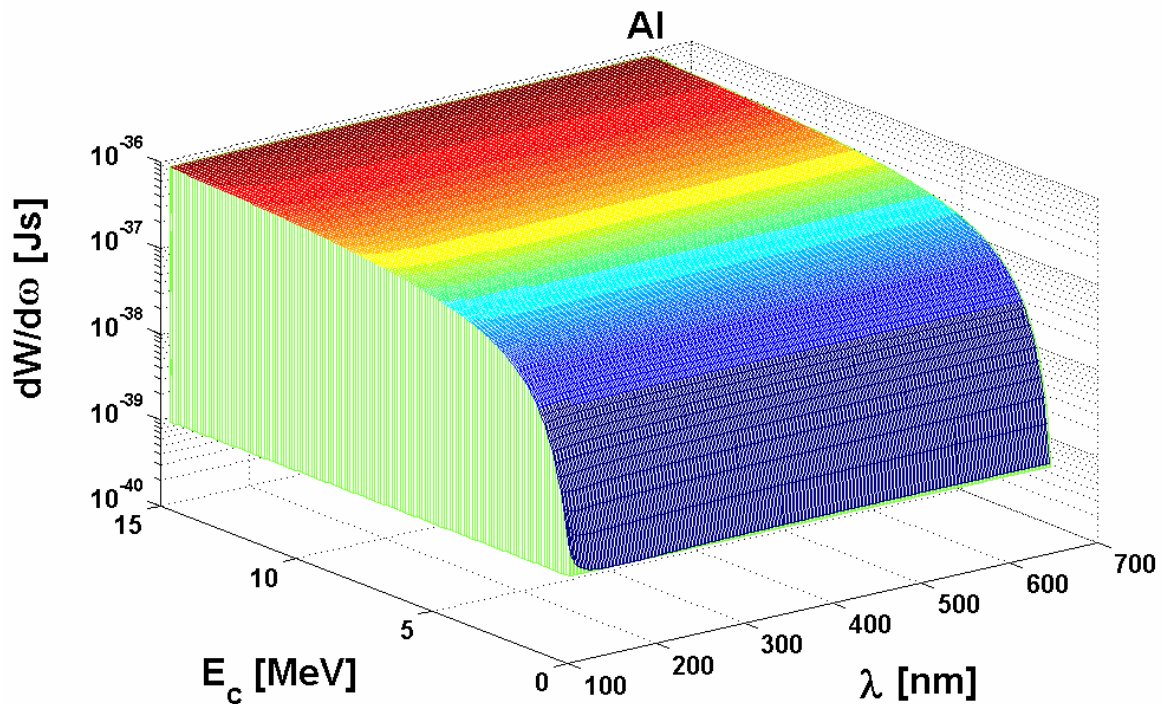


Figure 4.A.10. Energie OTR émise par unité de fréquence en fonction de la longueur d'onde et de l'énergie de l'électron, pour une ouverture du système de reprise de $f/1.2$

IV.A.2.b) Distribution angulaire pour une particule relativiste en incidence normale

Dans le cas des particules relativistes (ce qui est en effet le cas dans cette thèse) le champ rayonné dépend de la vitesse suivant l'expression [Jackson (1975)]:

$$I(\theta) \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (4.A.11)$$

Si $\beta \ll 1$ on retrouve la formule de Larmor pour le cas non-relativiste. Mais lorsque $\beta \rightarrow 1$, les lobes d'émission se resserrent de plus en plus autour de la direction de propagation de la particule incidente et l'intensité augmente. Le maximum d'intensité se trouve à $\theta_{\max} \sim 1/\gamma$. En direction de propagation de l'électron l'intensité est nulle. La figure 4.A.11 montre cet aspect pour plusieurs énergies de l'électron incident, en représentation logarithmique.

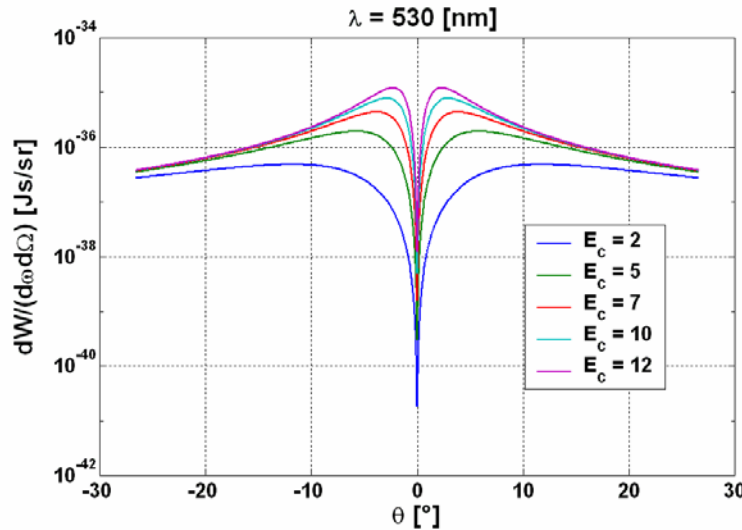


Figure 4.A.11. Dépendance angulaire de la densité spectrale du rayonnement de transition, pour plusieurs énergies de l'électron, à la longueur d'onde de 530 nm.

A partir de la formule approximative (4.A.9) on trace, dans la figure 4.A.12, la dépendance angulaire du rayonnement de transition pour des énergies proches de notre domaine d'intérêt, en représentation linéaire. On peut dire que l'émission se fait sur un cône (figure 4.A.12) dont le demi-angle d'ouverture est $\theta_{\max} = \arcsin(1/\gamma)$. Les deux lobes sont symétriques (en incidence normale) et l'ouverture, ainsi que l'intensité, dépendent de l'énergie de l'électron. Dans la direction de propagation il n'y a pas de rayonnement. Pour l'approximation relativiste et des petits angles on a: $\sin \theta \approx \theta = \gamma^{-1}$.

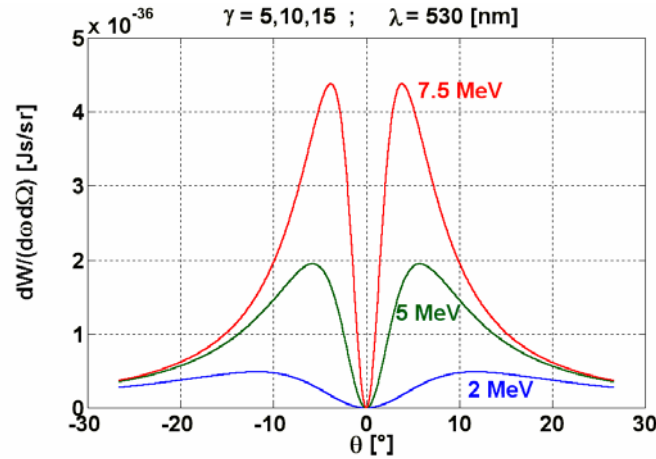


Figure 4.A.12. Distribution angulaire de l'OTR en fonction de l'énergie de l'électron (pour $E_c = 2, 5$ ou 7.5 [MeV] i.e. $\gamma = 5, 10$ ou 15). L'émission se fait sur un cône dont l'ouverture dépend de l'énergie de l'électron.

Jusqu'ici on a considéré que la permittivité était bien supérieure à l'unité. Cette distribution angulaire ne dépend pas de la fréquence de rayonnement sur la plage spectrale qui nous intéresse. Dans l'[annexe 1](#) on voit que ceci est vrai pour l'aluminium pour des longueurs d'onde plus grandes que ~ 100 nm. Dans le cas contraire il faut tenir compte de la dispersion du milieu: $\epsilon = \epsilon(\omega)$.

La formule simplifiée (4.A.9) trouvée pour l'incidence normale reste valable aussi pour le cas de l'incidence oblique. Sauf que, cette fois, l'angle θ sera l'angle entre la trajectoire de la particule et la direction d'observation.

Qualitativement, lors de l'incidence oblique (sous un angle ψ), la distribution angulaire est légèrement dissymétrique (les formules asymptotiques ne tiennent pas compte de cette dissymétrie). La distribution angulaire montre deux maxima à $\theta = \psi + \gamma^{-1}$ et à $\theta = \psi - \gamma^{-1}$, avec la composante $\psi + \gamma^{-1}$ plus élevée que celle de $\psi - \gamma^{-1}$. Cette dissymétrie s'atténue progressivement avec l'énergie de la particule; cependant les lobes se rétrécissent et l'émission devient très directive. L'ordre de grandeur de l'énergie totale émise par unité de fréquence, pour notre système expérimental d'ouverture optique $f/1.2$, reste le même que pour le cas de l'incidence normale. Donc quelque soit l'angle d'incidence de l'électron sur la cible, la [figure 4.A.12](#) reste valable et décrit les aspects quantitatifs les plus importantes du rayonnement de transition pour notre domaine d'intérêt.

IV.B. Rayonnement Cerenkov

La condition d'émission du rayonnement de transition est: $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$ ou, encore:

$$v > \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (4.B.1)$$

Donc il faut que la vitesse de la particule soit plus grande que la vitesse de phase d'une onde électromagnétique à la fréquence ω , dans le milieu traversé.

L'énergie Cerenkov rayonnée par unité de longueur parcourue est [Jackson (1975)]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{(ze)^2}{c^2} \int_{\epsilon(\omega) > (1/\beta^2)} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}\right) d\omega \quad (4.B.2)$$

où ze est la charge de la particule. Pour un électron $z = 1$. On peut obtenir facilement l'énergie émise par unité de longueur parcourue et par unité de fréquence à partir de l'équation précédente:

$$\left(\frac{dE}{dx d\omega}\right) = \frac{\omega (ze)^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}\right) \quad (4.B.3)$$

Le rayonnement n'est pas émis uniformément en fréquence. La tendance est que l'émission soit située en dessous de la région de dispersion anormale, où $\epsilon(\omega) > \beta^{-2}$. Si $\beta \rightarrow 1$ cette zone de dispersion anormale peut être assez large.

Une autre caractéristique importante du rayonnement Cerenkov est l'angle d'émission. En effet, comme la vitesse de la particule est supérieure à la vitesse de la lumière dans le milieu, on a un phénomène du type "Mach" (figure 4.B.1).

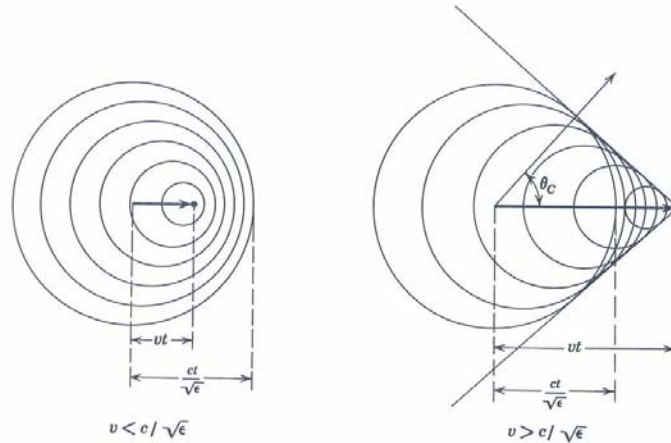


Figure 4.B.1. Rayonnement Cerenkov. Des ondes sphériques créées par une particule ayant une vitesse plus petite (à gauche) ou plus grande (à droite) que la vitesse de la lumière dans le milieu

Il s'agit de l'apparition d'une onde de choc dans une direction privilégiée, qui correspond au cône d'émission du rayonnement Cerenkov, là où il y a une superposition cohérente des ondes sphériques. L'angle d'émission est:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta\sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (4.B.4)$$

Donc la condition (4.B.1) est équivalente avec la contrainte mathématique que le $\cos(\theta_c) < 1$. A chaque fréquence correspond un certain angle d'émission, en fonction de la vitesse de la particule. Le rayonnement Cerenkov est complètement polarisé linéairement dans le plan contenant la direction de propagation et d'observation.

Dans le paragraphe IV.A.2. (OTR) on a fait une estimation de l'énergie émise de type Cerenkov dans le cas de l'Aluminium. La relation (4.A.6) avait une forme différente, adapté au cas des permittivités complexes, pour les milieux non-transparents. On a vu que dans le cas de l'aluminium le rayonnement Cerenkov est complètement négligeable. Il pourra devenir important pour les cibles de type sandwich ayant une couche de matériel transparent en face arrière.

IV.C. Rayonnement émis par des charges accélérées

La physique qui domine l'émission du rayonnement à l'interface cible/vide est plus complexe qu'une simple transition. En réalité, les électrons qui quittent la cible laissent derrière eux une surcharge positive qui crée un champ électrique de charge d'espace E (de l'ordre du MV/ μm) qui s'étend sur une certaine distance ($\sim\mu\text{m}$). En effet, les électrons chauffent et ionisent la face arrière de la cible, créant un plasma. La distance de séparation est donc la longueur de Debye, qui est [Chen (1984)]:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_f}{n_f e^2}} \quad (4.C.1)$$

où n_f est la densité des électrons rapides et T_f leur température. La relation entre l'énergie moyenne des électrons (T_f), la longueur λ_D et le champ électrostatique E peut être trouvée en faisant l'égalité entre le potentiel coulombien et l'énergie moyenne des électrons :

$$\lambda_D = \frac{T_f}{eE} \quad (4.C.2)$$

Les électrons sont ralentis et finalement rebrousse leur chemin, étant ré-accélérés vers l'intérieur de la cible. Leur énergie finale (à la re-injection dans la cible) est identique à l'énergie initiale (quand ils sortent de la cible), le champ étant conservateur.

Il n'y a qu'une petite partie de la charge totale qui peut s'échapper dans le vide (un pour mille), correspondant aux électrons les plus rapides. Cette partie est généralement une charge de l'ordre du nC, négligeable devant le μC existant dans la cible [Alfven (1939)]. Cette charge est imposée aussi par la limite d'Alfvén, qui permet la circulation d'un courant de seulement \sim quelques 10^7 A dans le vide.

Considérons un paquet d'électrons de dimensions $\Delta S \times h$ qui arrive à se détacher de la cible (h est la dimension longitudinale dans la direction de propagation). Utilisant la loi de Poisson on trouve: $\epsilon_0 E \Delta S = e n_f \Delta S \cdot h$, d'où:

$$E = \frac{e n_f h}{\epsilon_0} \quad (4.C.3)$$

La conservation d'énergie impose $h = \lambda_D$, donc d'après (4.C.3) et (4.C.2) on trouve:

$$h = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_f}{n_f e^2}} \quad (4.C.4)$$

$$\text{et } E = 2 \sqrt{\frac{n_f T_f}{\epsilon_0}} \quad (4.C.5)$$

La décélération des électrons, ainsi que leur ré-accélération, produisent un rayonnement, appelé rayonnement de freinage. L'énergie émise par unité de longueur d'onde et d'angle solide, par une particule chargée en accélération est [Jackson (1975)]:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2 c^2}{2\epsilon_0 \lambda^4} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta}) e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{c} \right)} dt \right|^2 \quad (4.C.6)$$

où \vec{r} est le vecteur de position de la particule dans le référentiel, et \vec{n} le vecteur unitaire qui montre la direction d'observation: $\vec{n} = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$.

Dans la suite on va considérer que le rayonnement de freinage est de deux types. Le premier, uni-dimensionnel, est émis pour une trajectoire linéaire, qui aura son accélération du fait de changement du module de la vitesse, tout en gardant la direction constante. Ce rayonnement s'appelle **rayonnement Bremsstrahlung**, nom utilisé pour un phénomène équivalent qui implique le freinage des particules par des processus collisionnels. Le deuxième suppose que la trajectoire est circulaire et que seule la direction de la particule change, le module de la vitesse restant constant. Le rayon de cette trajectoire est comparable à la distance de séparation des charges λ_D . Ce rayonnement s'appelle **rayonnement synchrotron**, rayonnement rencontré dans les accélérateurs circulaires des particules.

IV.C.1. Rayonnement Bremsstrahlung

Ce rayonnement est émis lors d'un mouvement linéaire, dont l'accélération est issue du changement du module de la vitesse. Ce cas est le plus simple exemple de rayonnement émis par une charge accélérée.

Pour connaître l'énergie émise pendant un aller-retour linéaire, on doit étudier d'abord l'évolution de la position et de la vitesse en fonction du temps. Considérons qu'à l'instant initial l'électron a une vitesse initiale correspondante à β_0 et la coordonnée est 0. La position en fonction de temps est:

$$z(t) = \frac{m_e c^2}{eE} \left(\gamma_0 - \sqrt{1 + \left(\frac{p_0 - eEt}{m_e c} \right)^2} \right) \quad (4.C.7)$$

$$\text{et l'impulsion: } \gamma\beta(t) = \frac{1}{m_e c} (p_0 - eEt) \quad (4.C.8)$$

où l'énergie et l'impulsion initiales sont:

$$W_0 = (\gamma_0 - 1)m_e c^2 \text{ et } p_0 = m_e c \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \quad (4.C.9)$$

La position d'arrêt de l'électron est z_{\max} . A partir des relations (4.C.7) et (4.C.9) on peut estimer la distance maximale et le temps de freinage d'un électron en faisant $\dot{z}(t)=0$. On trouve:

$$t_{\max} = \frac{p_0}{eE} \text{ et } z_{\max} = \frac{m_e c^2 (\gamma_0 - 1)}{eE} \quad (4.C.10)$$

Le temps et la distance de freinage sont montrés dans la [figure 4.C.1](#) en fonction de l'énergie cinétique de l'électron. On observe que pour un électron de 2 MeV le temps de freinage est ~ 1.3 fs, pour une distance de ~ 0.4 μm .

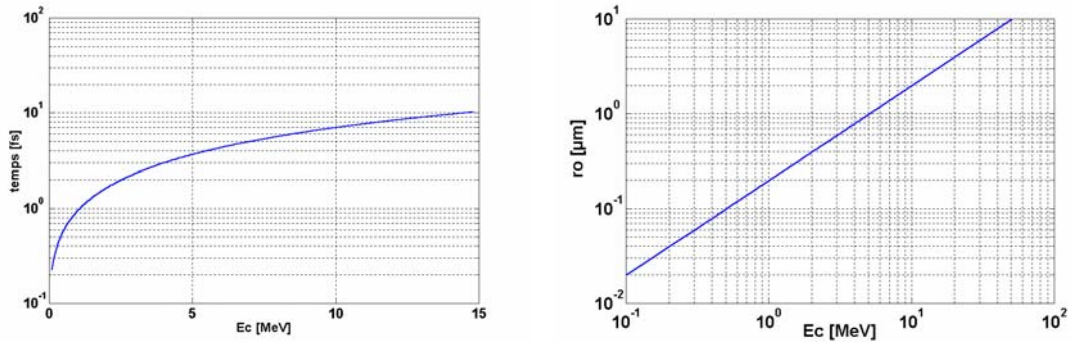


Figure 4.C.1. Temps et distance de freinage en fonction de l'énergie de l'électron, pour un champ électrostatique de 5 MV/ μm .

Dans le cas du freinage linéaire $\vec{\beta}$ et $\dot{\vec{\beta}}$ sont colinéaires et la puissance émise par unité d'angle solide est [[Jackson \(1975\)](#)]:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2 \dot{\gamma}^2}{4\pi c^3} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} \quad (4.C.11)$$

Cette formule montre que dans le cas relativiste la distribution angulaire est orientée principalement vers l'avant et l'intensité augmente vite avec l'énergie de la particule. Le maximum d'intensité se trouve à:

$$\theta_{\max} = \arccos \left[\frac{1}{3\beta} (\sqrt{1 + 15\beta^2} - 1) \right] \rightarrow \frac{1}{2\gamma} \quad (4.C.12)$$

où l'expression finale est l'asymptote pour $\beta \rightarrow 1$.

On observe que la distribution angulaire est confinée dans un cône étroit autour de la direction de propagation de la particule. La [figure 4.C.2](#) montre cette distribution.

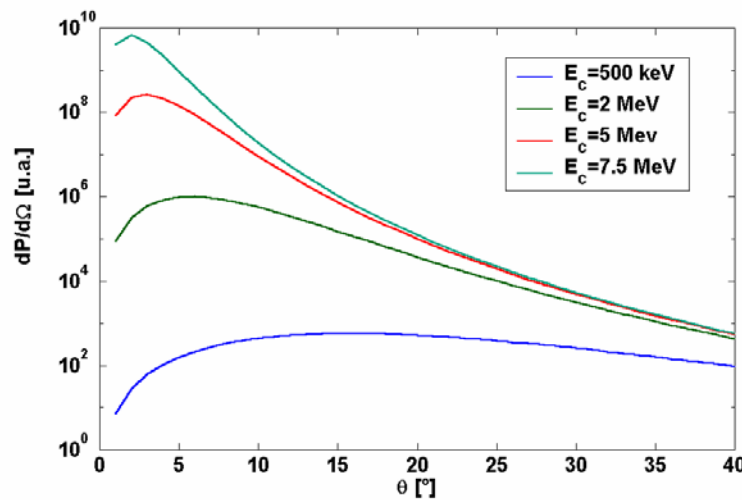


Figure 4.C.2. Distribution angulaire du rayonnement Bremsstrahlung pour plusieurs énergies de l'électron

En intégrant la relation (4.C.11) sur tous les angles solides, on trouve la puissance totale rayonnée :

$$P(t') = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \dot{v}^2 \gamma^6 \quad (4.C.13)$$

Cette relation est intégrée sur tout l'espace, mais pour un système de détection avec une ouverture beaucoup plus large que le cône d'émission, la puissance mesurée est quasi-égale à la puissance totale réelle émise.

Une autre façon d'écrire la puissance rayonnée est d'utiliser la variation de l'impulsion. Pour le référentiel de l'observateur on a :

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2 \quad (4.C.14)$$

Dans l'annexe 2 ces calculs sont approfondis sur la base des développements de Fourier afin d'obtenir la dépendance de l'énergie Bremsstrahlung rayonnée en fonction de l'énergie de l'électron, de la fréquence et du champ électrostatique.

IV.C.2. Rayonnement synchrotron

Un autre exemple de rayonnement émis par des particules accélérées est le rayonnement synchrotron. Dans ce cas les particules ont une trajectoire circulaire, avec une vitesse quasi-constante en module. L'accélération est donnée par le changement d'orientation du vecteur vitesse. Cette accélération s'appelle accélération centripète, avec $\vec{\beta}$ et $\dot{\vec{\beta}}$ perpendiculaires.

Pour quantifier ce rayonnement, nous choisissons un système de coordonnées instantanées, avec l'axe x en direction du vecteur $\dot{\vec{\beta}}$ et l'axe z en direction du $\vec{\beta}$. La direction d'observation est montrée par les angles polaires θ et ϕ (figure 4.C.3):

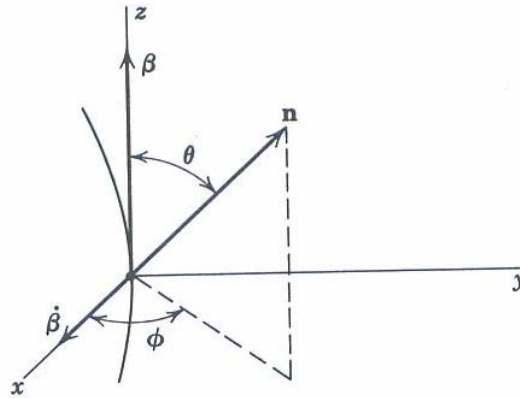


Figure 4.C.3. Représentation du système de coordonnées instantanées.

La puissance rayonnée par unité d'angle solide est [Jackson (1975)]:

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c^3} \cdot \frac{|\dot{\vec{v}}|^2}{(1-\beta \cos\theta)^2} \left[1 - \frac{\sin^2\theta \cos^2\phi}{\gamma^2(1-\beta \cos\theta)^2} \right] \quad (4.C.15)$$

On observe déjà la même tendance d'émission du rayonnement prépondérant en direction de propagation de la particule. Mais les lobes ne gardent par leur symétrie autour de la direction instantanée de propagation; ils dépendent aussi de l'angle Φ .

Pour le cas relativiste la puissance totale rayonnée se calcule en intégrant sur tous les angles solides:

$$P(t') = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 |\dot{\vec{v}}|^2}{c^3} \gamma^4 \quad (4.C.16)$$

Sachant que:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \gamma m \dot{\vec{v}} \quad (4.C.17)$$

on écrit (4.C.16) comme:

$$P(t') = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{m^2 c^3} \cdot \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (4.C.18)$$

En comparant cette relation avec celle du cas linéaire (Bremsstrahlung) (4.C.14), on trouve un facteur γ^2 de différence entre les deux types d'accélération. Pour la même magnitude de la force appliquée, le rayonnement synchrotron est γ^2 plus fort que dans le cas de l'accélération linéaire. Généralement on peut considérer que le rayonnement émis par un électron en mouvement aléatoire relativiste est équivalent au rayonnement émis par un électron en mouvement circulaire, ayant le même rayon de courbure instantané.

Discussions qualitatives

Le rayonnement synchrotron est très directif (figure 4.C.4), émettant une grande partie de l'énergie dans la direction instantané de propagation de l'électron. Il y a deux lobes d'émission dont l'ouverture est d'autant plus petite que l'énergie de l'électron est grande.

Il existe également une fréquence de coupure à partir de laquelle le rayonnement émis est négligeable. Cette fréquence dépend de l'énergie et du rayon de courbature de l'électron. La fréquence critique dépasse largement le domaine spectral qui nous intéresse (200 - 700 nm). Pour cette plage la dépendance spectrale est généralement en $\omega^{2/3}$.

Tous ces aspects sont développées en détail dans l'annexe 2.

IV.C.3. b) Estimations numériques dans le cadre de l'expérience

Le rayonnement synchrotron est très directif. La **figure 4.C.4** montre les lobes d'émission du rayonnement synchrotron, qui sont orientés principalement suivant la direction de propagation de l'électron.

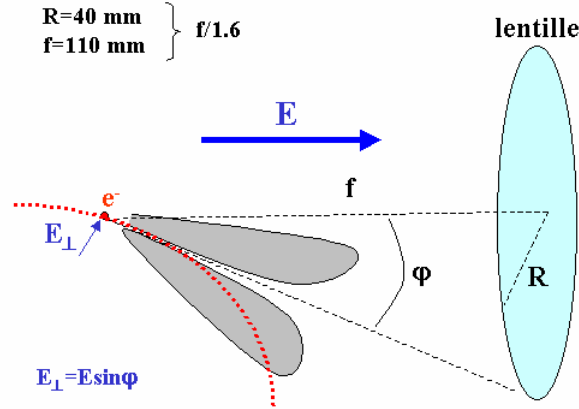


Figure 4.C.4. Les lobes du rayonnement synchrotron sont orientés en direction de l'électron. Le rayonnement mesuré expérimentalement dépend de la position de ces lobes par rapport à l'ouverture du système de reprise.

Si l'électron sort de la cible en direction quasi-normale, la composante perpendiculaire du champ statique E_{\perp} est très petite, donc l'accélération transversale peu importante, ce qui réduit considérablement l'intensité du rayonnement synchrotron. Si la trajectoire de l'électron fait un angle $\phi \neq 0$ avec la normale à la cible, le champ statique perpendiculaire à la trajectoire est suffisamment important pour favoriser un fort rayonnement synchrotron. Qualitativement on peut dire que l'émission synchrotron est d'autant plus importante que l'angle de propagation de l'électron est grand. Par contre, si l'angle ϕ dépasse l'angle d'ouverture du système expérimental, une partie importante de l'énergie contenue dans les lobes d'émission sera perdue (**figure 4.C.4**). Donc le système de mesure ne pourra détecter principalement que les électrons sortant sous des angles plus petits que l'ouverture expérimentale.

Dans l'expression générale (A2.35, dans l'annexe 2) on observe que l'énergie émise dépend du rayon de courbure instantané ρ ainsi que du facteur relativiste γ . Pour simplifier les calculs on peut réduire ces deux paramètres à un seul. Considérant que l'électron sort de la cible sous un angle ϕ par rapport à la normale, la composante perpendiculaire de la force électrostatique sur la trajectoire est:

$$F_{\perp} = eE \sin \phi \quad (4.C.19)$$

Ceci est la force centripète, celle qui courbe la trajectoire, imposant un rayon instantané de courbure donné par:

$$eE \sin \phi = \frac{\gamma m_e v^2}{\rho} \quad (4.C.20)$$

où v est la vitesse de l'électron. On observe que le rayon de courbure augmente avec l'énergie de l'électron, comme montré en [figure 4.C.5](#). Ici les calculs sont fait pour un angle initial de 20° . Normalement ce rayon augmente avec l'angle de l'électron (pour une énergie donnée), car la force centripète diminue.

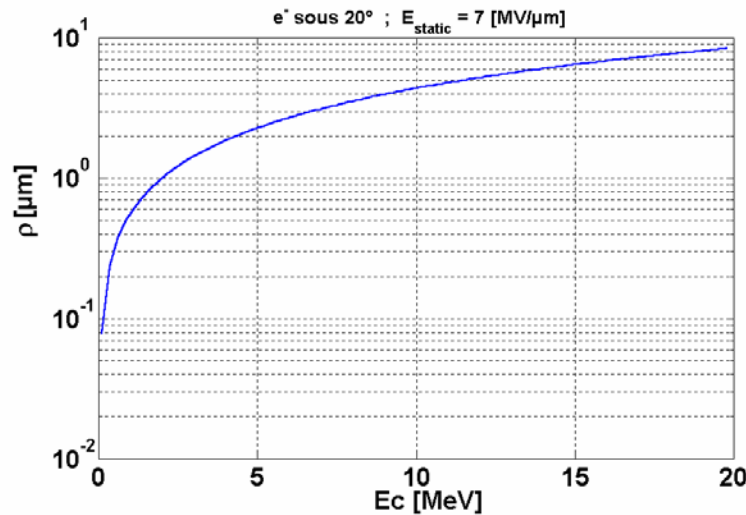


Figure 4.C.5. Rayon de courbure instantané en fonction de l'énergie initiale de l'électron

Avec les relations complètes de l'[annexe 2](#) on estime ([figure 4.C.6](#)) la densité spectrale d'énergie émise par rayonnement synchrotron en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour plusieurs longueurs d'onde, et pour un champ électrostatique de $7 \text{ MV}/\mu\text{m}$. Le rayon de courbure de la trajectoire est donné par ([4.C.20](#)) et l'angle solide total est celui correspondant à l'ouverture $f/1.2$.

La [figure 4.C.6.a](#) montre cette dépendance pour un angle de l'électron quasi-normal ($\sim 0.5^\circ$) à la cible. L'énergie émise augmente avec l'énergie de l'électron, pour toutes les fréquences. Dans le domaine des énergies ultra-relativistes ($> 5 \text{ MeV}$) l'énergie émise est quasi-constante, la différence entre les diverses fréquences étant de 5-20%. En dessous de cette limite l'énergie émise baisse brusquement pour toutes les fréquences.

La [figure 4.C.6.b](#) montre la dépendance spectrale du rayonnement synchrotron émis pour un électron sortant de la cible sous un angle de $\sim 20^\circ$. On observe que l'énergie émise augmente par rapport au cas des trajectoires normales, pour les relativement petites énergies, jusqu'à 5 MeV . Au delà de cette valeur il n'y a pas une différence significative par rapport au cas précédant. Les différentes composantes spectrales peuvent différer de $\sim 15\%$ sur la plage spectrale de 200 à 600 nm .

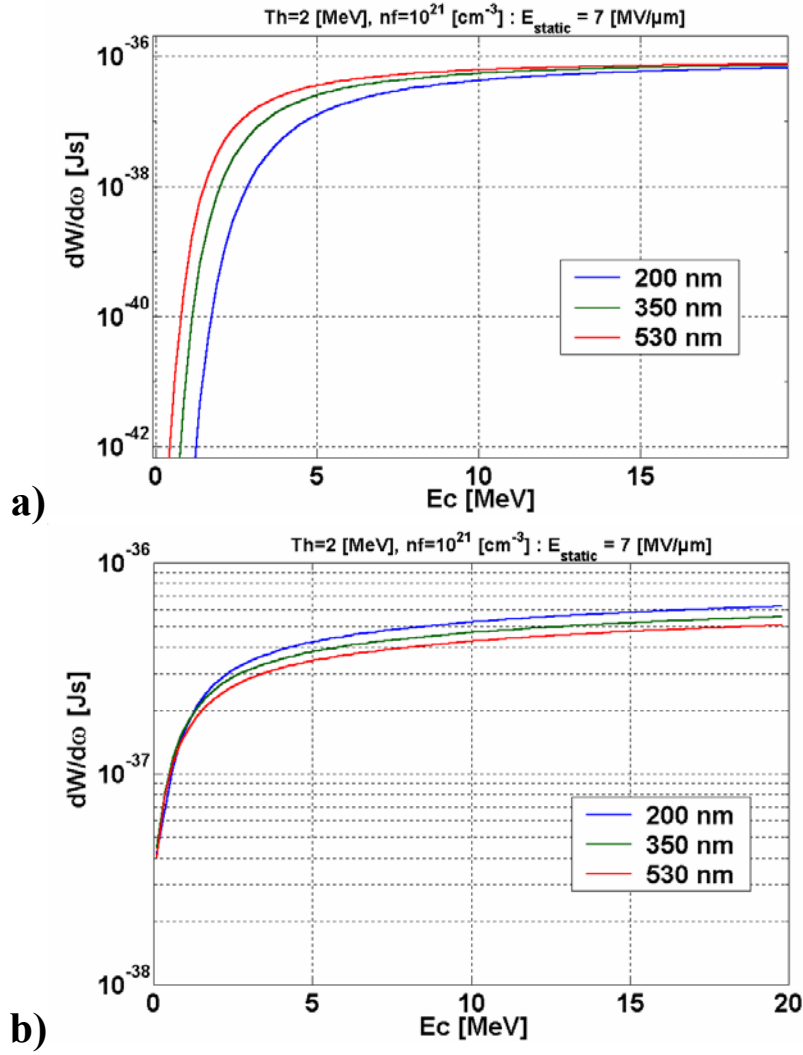


Figure 4.C.6. La densité spectrale d'énergie du rayonnement synchrotron augmente avec l'énergie cinétique de l'électron. a) direction de l'électron normale ($\sim 0.5^\circ$); b) direction de l'électron sous l'angle de demi-ouverture du système de reprise ($\sim 20^\circ$).

En généralisant les courbes précédentes sur le domaine continu Visible-UV, on obtient les représentations 3D de l'énergie émise par unité de fréquence (figure 4.C.7), en fonction de l'énergie de l'électron et de la longueur d'onde. Cette énergie est intégrée sur tout l'angle solide correspondant à l'ouverture du système expérimental f/1.2. La direction de l'électron peut être normale (a) ou sous un angle de $\sim 20^\circ$ (b). On observe que, pour chaque énergie de l'électron, le spectre émis peut varier en fonction des diverses conditions. Pour le cas de la figure 4.C.7 ce spectre augmente avec la longueur d'onde (figure 4.C.7.a), pour une direction de l'électron normale à la cible, pendant que pour un angle de 20° il décroît avec la longueur d'onde (figure 4.C.7.b). Dans l'annexe 2 on trouve aussi des figures similaires montrant cette dépendance pour plusieurs valeurs du champ électrostatique.

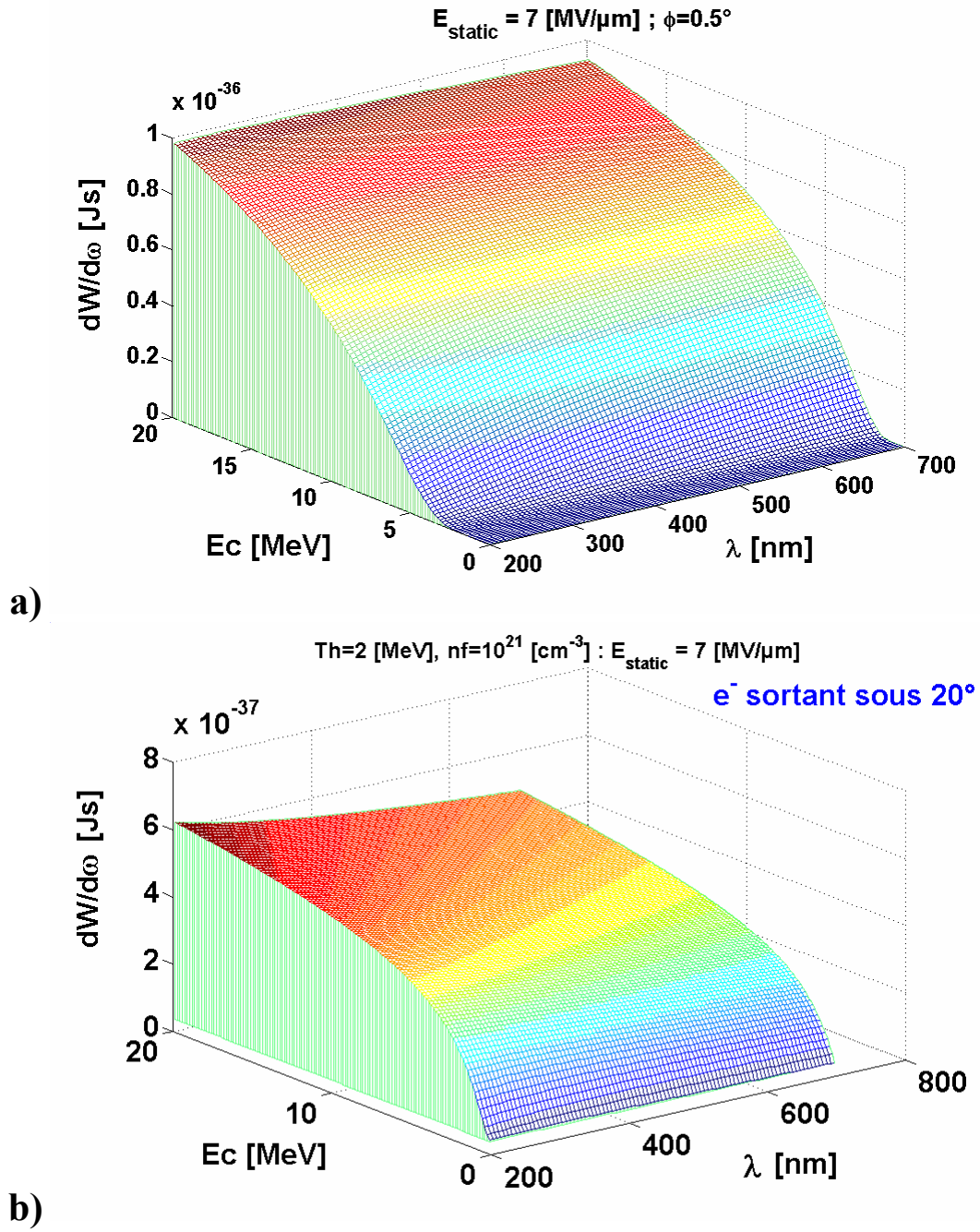


Figure 4.C.7. *Energie émise par unité de fréquence en fonction de l'énergie cinétique de l'électron et de la longueur d'onde. Le champ électrostatique est $E_{\text{stat}} = 7 \text{ [MV/}\mu\text{m]}$. a) e^- sortant à 0° ; b) e^- sortant sous 20° .*

Même si ces figures montrent l'énergie émise par une charge relativiste en accélération circulaire, elles restent valables aussi pour le cas d'une accélération relativiste quelconque, avec le rayon de courbure instantanée ρ , sachant que c'est toujours la composante perpendiculaire (synchrotron) de l'accélération qui domine (d'un facteur $\sim \gamma^2$) devant la composante longitudinale (Bremsstrahlung).

IV.D. Comparaison rayonnement de transition / rayonnement synchrotron

Pour finir ce paragraphe, on compare l'énergie émise par les charges accélérées (synchrotron) avec celle émise par rayonnement de transition, dans les mêmes conditions (même énergie des électrons, même ouverture du système optique, même fréquence).

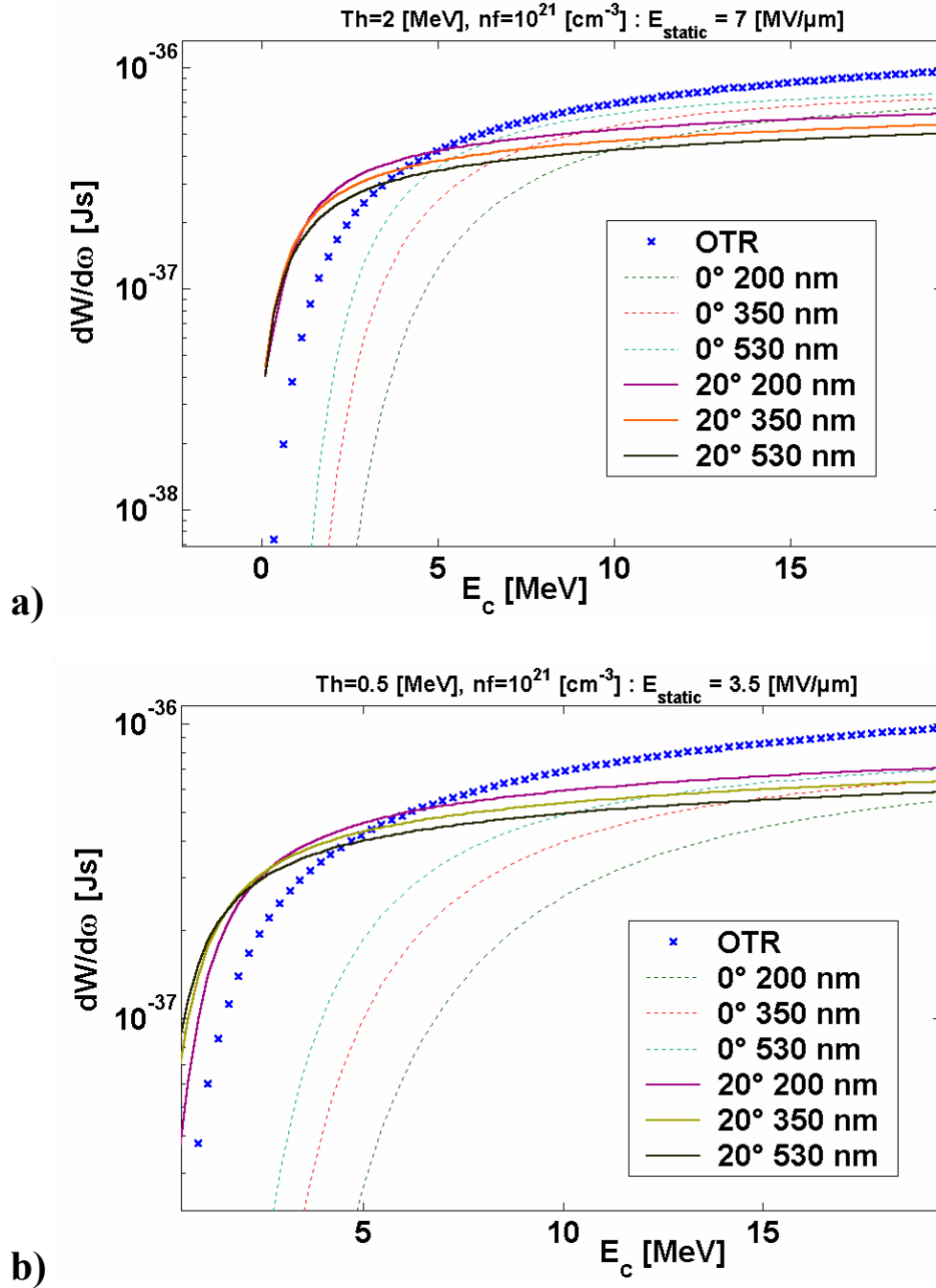


Figure 4.D.1. Comparaison OTR/synchrotron pour un champ statique de 7 MV/μm (a) ou 3.5 MV/μm (b). L'OTR est dominant en grande partie, sauf pour les électrons de faible énergie sortant sous un angle important.

On observe (figure 4.D.1) que le rayonnement OTR est dominant pour les énergies de l'électron dépassant 4-5 MeV (en fonction du champ électrostatique en face arrière). Généralement, le rayonnement synchrotron augmente légèrement avec la valeur du champ statique, quelque soit la longueur d'onde ou l'énergie et l'angle de l'électron.

Dans le domaine $E_e < 4-5$ MeV on observe que pour un électron en direction normale le rayonnement synchrotron est négligeable devant le rayonnement de transition. Cependant, pour un électron sortant sous 20° l'énergie du rayonnement synchrotron devient plus forte que celle de l'OTR d'un facteur 0 à 2. Entre les diverses fréquences il y a une différence maximale de 25% (sur la partie où le rayonnement synchrotron est plus important que le rayonnement de transition).

Si on suppose que les électrons se propagent dans la cible sur un cône (figure 4.D.2), ils arrivent en face arrière sur une zone large, ayant les angles de propagation plus importants vers l'extérieur. On s'attend alors à ce que l'émission totale (synchrotron + OTR) soit plus forte sur les bords que sur le centre. On montrera au cours du chapitre V qu'expérimentalement, sur l'imagerie 2D, on a observé des anneaux en face arrière des cibles, plus lumineux vers les bords.

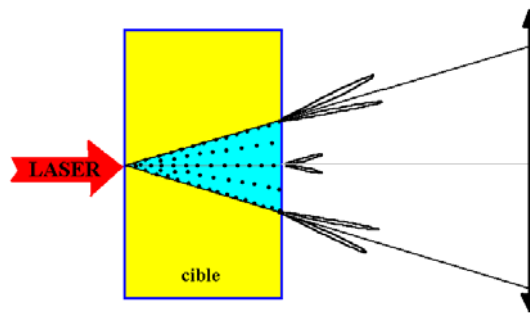


Figure 4.D.2. Si la propagation se fait sur un cône dans la cible, le rayonnement synchrotron sera plus fort sur les bords qu'au centre.

Cependant, on verra par la suite que, dans le cas d'une émission cohérente, seulement les électrons ayant des énergies plus grandes que la température (~ 2 MeV) contribuent à l'émission d'une façon significative. Dans le cas d'un système de détection en direction normale à la cible, le rayonnement de transition reste dominant devant le rayonnement de freinage ce qui justifie pourquoi on a considéré seulement ce rayonnement dans le modèle théorique (chapitre VII).

Chapitre V - Dispositif expérimental

Ce chapitre décrit les expériences directement liées à ce sujet, qui ont été faites pendant cette thèse. Il s'agit de deux campagnes menées au laboratoire d'accueil - Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) - sur la chaîne 100 TW.

Le but de la première expérience (janvier-février 2003) était d'étudier spectralement, spatialement et temporellement l'émission du rayonnement en face arrière des cibles, afin de diagnostiquer les électrons qui la créent.

Pendant la deuxième expérience (décembre 2003 - janvier 2004) on a étudié simultanément l'accélération des électrons et des protons, sachant qu'il y a une forte dépendance entre les deux types des particules.

Historique sur les lasers de puissance

Les lasers ont une histoire de presque un demi-siècle et, depuis leur apparition dans les années 60 ils ne cessent de monter en intensité. Grâce à leurs caractéristiques spectrales, spatiales et temporelles particulières ils sont capables de générer des intensités lumineuses plus fortes que n'importe quelle source de rayonnement naturelle ou artificielle. Des révolutions technologiques, comme les lasers déclenchés, puis à modes bloqués, ont permis d'atteindre des intensités de l'ordre de 10^{15} W/cm², dans les années 70. Aujourd'hui, la technique du CPA (Chirped Pulse Amplification), qui amplifie le rayonnement par dérive de fréquence, permet d'obtenir des puissances de l'ordre du petawatt (10^{15} W), ce qui peut donner une intensité sur cible de près de 10^{20} W/cm².

V.A. La chaîne 100 TW du LULI

Cette installation a été mise en service en 1996 [Descamps (1997)] avec la vocation de délivrer des impulsions courtes avec une énergie importante. Cette installation repose sur la technique d'amplification par dérive de fréquence CPA [Strickland & Mourou (1985)].

L'impulsion initiale est issue d'un oscillateur (*Tsunami*), ayant $\sim 10^{-9}$ J en 100 fs (figure 5.1). La longueur d'onde fondamentale est de $1.057 \mu\text{m}$. Cette impulsion est d'abord étirée temporellement (jusqu'à ~ 2 ns) et injectée dans un amplificateur régénératif de type Ti:Sa, fonctionnant à 10 Hz, avec un gain de $\sim 10^6$ en énergie. L'impulsion résultante, de l'ordre du mJ, est amplifiée ensuite dans une chaîne à mélange de verres (phosphate et silicate) dopés au néodyme. A ce stade l'impulsion atteint l'énergie finale de ~ 90 J, avec une durée de 500 ps et une largeur spectrale de 6 nm. Le diamètre est de 90 mm. Un miroir déformable corrige la phase du front de l'onde laser. Le faisceau est ensuite envoyé dans la salle d'expérience où une partie est prélevée (~ 25 -30 J) et envoyé dans un compresseur à réseaux sous vide, et comprimée temporellement jusqu'à 350 fs (FWHM), avec un rendement de 65%. L'énergie à l'entrée du compresseur est limitée par le seuil d'endommagement des réseaux de diffraction. Ceci est le faisceau principal, appelé souvent le faisceau ps. Il est ensuite injecté dans l'enceinte d'interaction, elle aussi sous vide. Ici le faisceau est focalisé sur la cible à l'aide d'une parabole hors-axe f/3 de 300 mm de focale. La tache focale a une forme gaussienne de $10 \mu\text{m}$ FWHM, contenant plus de 50% de l'énergie. L'intensité maximale sur cible est de $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$.

La deuxième partie du faisceau peut être utilisée soit comprimée, à l'aide d'un compresseur à l'air (< 10 J, 400 fs), soit non comprimée (~ 500 ps, 50 J). Dans ce dernier cas, le faisceau peut servir à créer un plasma long et homogène.

On peut disposer également d'un troisième faisceau (faisceau sonde), de basse énergie (~ 100 mJ) et de 20 mm de diamètre. Il est aussi comprimé à l'aide d'un compresseur à l'air. La durée de l'impulsion est accordable de 350 fs à quelques dizaines de ps, suivant les besoins des expériences. Ce faisceau peut être utilisé à la fréquence fondamentale mais aussi doublé ou triplé en fréquence.

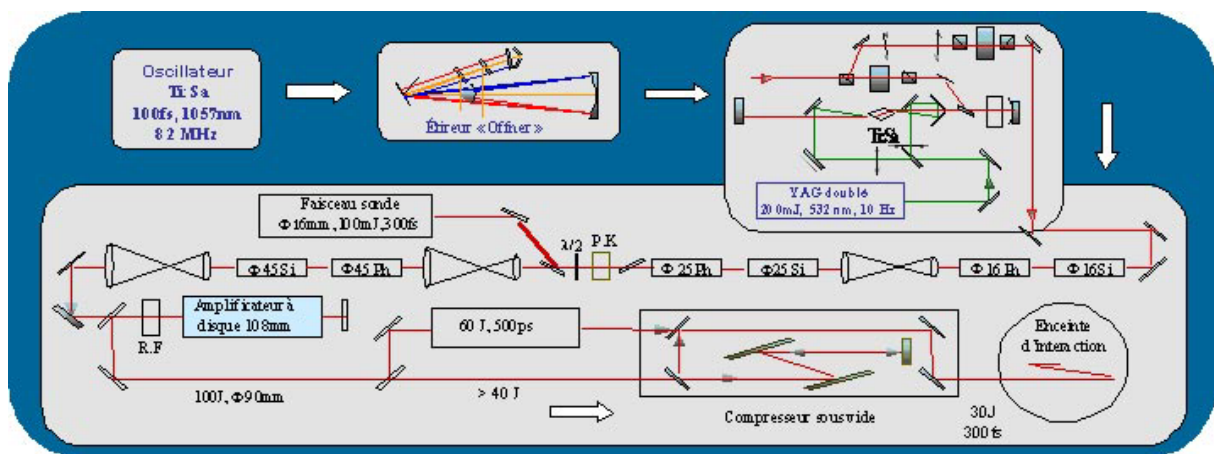


Figure 5.1. Schéma de la chaîne 100 TW du LULI.

La cadence de tir à pleine puissance est de 20 minutes, imposée par le temps de refroidissement des barreaux des milieux amplificateurs.

L'impulsion sortante de l'amplificateur régénératif (10 Hz), non-amplifiée, est aussi utilisée comme faisceau d'alignement et synchronisation.

Le pointage du laser, ainsi que la position de la cible, sont rigoureusement vérifiés à l'aide de trois caméras d'alignement (avec des télé-microscopes), regardant sous trois directions perpendiculaires entre elles, tous visant un point commun, habituellement le centre de la chambre. Le coïncidence d'un objet-référence (un ballon de quelques dizaines de μm de diamètre) sur les trois repères correspondants aux trois caméras est la preuve que l'objet se trouve dans le centre chambre.

L'impulsion principale (TW) est toujours précédée par un piédestal de basse intensité, créé par l'amplification spontanée (ASE - Amplified Spontaneous Emission), essentiellement due à l'amplificateur régénératif. Le contraste en énergie devant l'impulsion principale est de $\sim 10^4$ (ou 5×10^7 en intensité). Ce piédestal parasite arrive ~ 1.5 ns avant l'impulsion courte, créant un plasma en face avant des cibles d'une longueur de gradient de 30 à 50 μm [Roth (2002)a, b]. Récemment, l'utilisation d'une cellule de Pockels plus performante a permis de diminuer ce piédestal à 0.5 ns.

Le piédestal est susceptible de créer une onde de choc qui se propage dans la cible. Des études [Ramis (1988)] ont montré que ce choc n'a pas d'influence sur la propagation des électrons dans la cible, car il arrive en face arrière toujours plus tard que les électrons, ces derniers trouvant la face arrière inchangée.

V.B. Les diagnostics: L'analyse des électrons par l'étude de l'émission en face arrière des cibles

Une première expérience, qui s'est déroulée en janvier-février 2003, avait pour but l'étude du rayonnement en face arrière, avec un effort particulier sur l'analyse spectrale.

Trois types de diagnostics ont été employés: analyse spectrale, temporelle et imagerie 2D.

V.B.a) L'analyse spectrale et temporelle:

D'abord on fait une analyse spectrale et temporelle simultanée du signal émis en face arrière. Un schéma de principe est représenté en [figure 5.2](#).

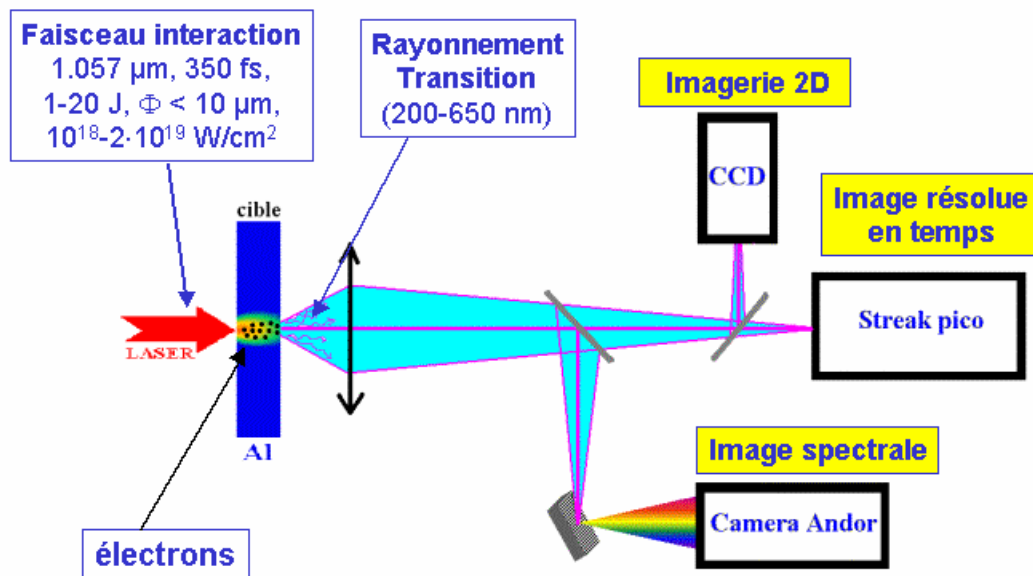


Figure 5.2. Schéma de principe du montage pour l'analyse spectrale et temporelle du signal émis en face arrière des cibles

L'émission est collectée avec un miroir parabolique hors axe, en Al traité pour l'UV, dont l'ouverture est f/1.6 ($f=119 \text{ mm}$, $D=76 \text{ mm}$). Le miroir, placé dans l'enceinte sous vide, renvoie le signal à l'extérieur à travers un hublot en silice. Après la réflexion sur un miroir plan, une lame en silice divise le signal en deux parties: une pour l'analyse de la durée temporelle et l'autre pour l'analyse spectrale.

Pour l'analyse temporelle on utilise une caméra à balayage de fente (Streak C810, prêtée par le CEA) dont la résolution temporelle est ~ 2 -3 ps.

Pour l'analyse spectrale on focalise le faisceau parallèle sur l'entrée d'un spectromètre, à l'aide d'un deuxième miroir parabolique hors axe f/5.1 ($f=516 \text{ mm}$, $d=100 \text{ mm}$). Le spectromètre, équipé d'un réseau de 150 traits/mm, permet l'analyse sur une large gamme

spectrale. Ce réseau est adapté pour la plage spectrale 200 - 700 nm. Le spectromètre est couplé avec une camera intensifiée Andor (32 bits), ayant une porte optique de 4 ns. Cet ensemble est en effet un spectromètre imageur, car sur la direction verticale il montre l'image spatiale verticale et sur l'horizontale il fait le spectre. L'emploi des miroirs (sans aucune lentille) sur le chemin de l'analyse spectrale garantit l'achromaticité du signal sur toute la plage spectrale. L'étalonnage en longueur d'onde a été fait à l'aide d'une lampe à mercure, en identifiant les lignes spectrales habituelles d'émission du mercure. Le système spectromètre + caméra Andor a été calibré en absolu sur toute la plage Visible-UV avec une lampe blanche calibrée [thèse E. Henry (2003)] (Annexe 3).

V.B.b) L'imagerie 2D

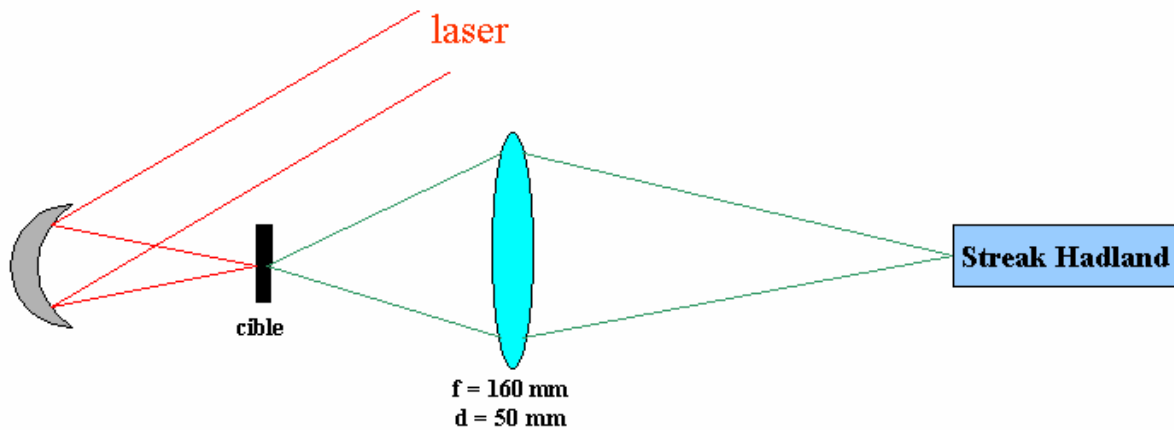


Figure 5.3. Schéma du montage expérimental pour l'imagerie 2D face arrière.

Ici on s'intéresse particulièrement à l'imagerie 2D du signal émis par les électrons (figure 5.3). Les cibles sont en Al ou en Au, en incidence normale. Cette fois on utilise une lentille $f/3$ ($f=160$ mm, $d=50$ mm) pour la reprise d'image de la face arrière à 0° . Les détecteurs sont soit une camera Andor, soit une camera streak Hadland achromatique, couplée avec une caméra ARP. Le phénomène observé étant extrêmement court, on utilise la caméra Streak Hadland comme un appareil photo dont le temps d'ouverture est extrêmement bref (quelques dizaines de ps), pour filtrer les émissions parasites qui arrivent plus tard, à l'échelle ns (corps noir, choc, etc.).

Chapitre VI - Résultats expérimentaux

Ce chapitre est dédié aux résultats expérimentaux obtenus avec les divers diagnostics, anticipant déjà les propriétés qualitatives des électrons créés dans l'interaction laser-plasma.

On verra que l'analyse spectrale montre la présence des pics intenses aux fréquences harmoniques de la fréquence laser.

L'analyse temporelle montre que la durée du signal émis est de plusieurs picosecondes et dépend de l'épaisseur de la cible. Cette dépendance présente un minimum autour de $\sim 100 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

L'imagerie 2D met en évidence la propagation balistique et cohérente des électrons relativistes, qui se fait sur un cône ($\sim 17^\circ$ de demi-angle d'ouverture) à partir d'un point source qui est la tache focale du laser.

Sur la base de ces résultats, le chapitre suivant va développer des modèles théoriques plus complexes, qui vont offrir des informations quantitatives importantes sur la population électronique, ainsi que sur les mécanismes d'accélération.

L'émission du rayonnement Visible-UV en face arrière des cibles (expériences présentées en section IV.B.1.)

VI.A. L'analyse spectrale

L'analyse des images a été faite sur la plage spectrale de 200 à 700 nm, avec une résolution spectrale de $\sim 4 \text{ nm/pixel}$. Les cibles avaient des épaisseurs comprises entre 20 et 900 μm . La **figure 6.1** montre l'image spectrale obtenue pour une cible Al de 75 μm . La longueur d'onde, selon la direction horizontale, diminue vers la droite. Sur la verticale on a l'image spatiale.

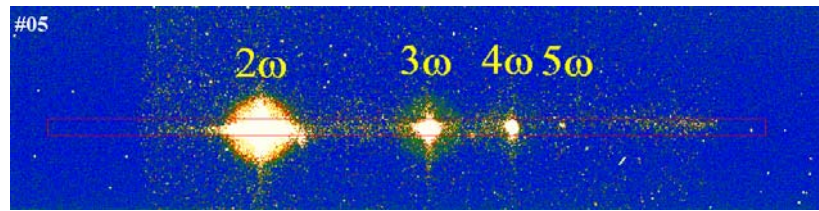


Figure 6.1. Spectre mesuré en face arrière d'une cible de 75 μm Al. Les harmoniques du laser sont particulièrement intenses.

On observe des pics d'émission très forts correspondant à la fréquence des harmoniques du laser. Ces pics sont superposés sur un continu moins intense, s'étalant sur presque toute la largeur spectrale mesurée. Le contraste de l'image a été volontairement augmenté afin de voir aussi les pics de faible intensité. Ceci explique pourquoi les pics intenses semblent plus larges spatialement que les pics faibles. En réalité leur taille spatiale est presque la même, définie comme largeur à mi-hauteur (FWHM). Par contre, la largeur spectrale change avec la longueur d'onde (on en verra plus loin l'explication physique dans le chapitre suivant).

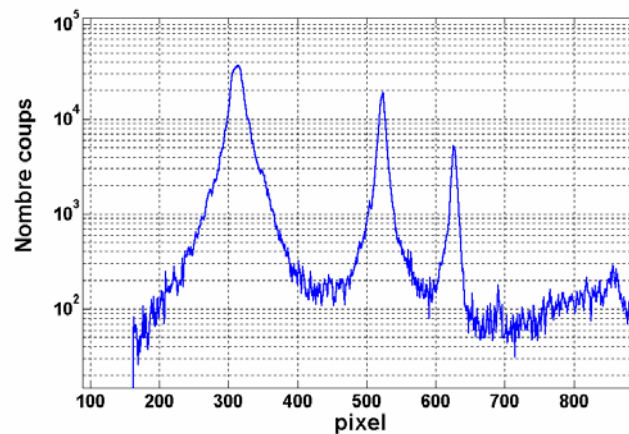


Figure 6.2. Spectre quantitatif brut (en nombre des coups par pixel) pour une cible Al de 75 μm . On distingue bien les pics superposés sur le continu.

La [figure 6.2](#) présente une coupe quantitative brute (en nombre des coups) de la [figure 35](#). Cette courbe correspond au signal enregistré au long d'une ligne des pixels (un pixel = 26 μm). Pour estimer le signal absolu (en $[\text{J}/\text{nm}]$) issu de la face arrière des cibles, on doit tenir compte des courbes de transmission des filtres qui ont été placés entre la cible et le détecteur (les filtres ont été calibrés en utilisant un spectrophotomètre) et de la calibration absolue de la caméra Andor ([annexe 3](#)).

L'existence de ces pics est expliquée par une certaine périodicité du faisceau des électrons. On a vu dans le [chapitre II](#) que les mécanismes d'accélération des électrons par interaction laser-plasma sont capables de créer des jets d'électrons à la fréquence du laser, ou au double de cette fréquence. On verra dans le [chapitre VII](#) qu'une telle structure périodique favorise l'émission d'un rayonnement cohérent à des fréquences privilégiées, qui sont en résonance avec la périodicité du faisceau d'électrons.

En intégrant les pics de la [figure 6.1](#) à mi-hauteur et grâce à la calibration absolue du détecteur ([annexe 3](#)) et du diagnostic dans sa globalité, on obtient l'énergie totale contenue dans chaque harmonique. La [figure 6.3](#) montre cette énergie, pour une cible de 75 μm d'épaisseur. On observe que l'intensité des harmoniques diminue avec la fréquence. L'explication est liée aux propriétés spectrales des signaux cohérents (voir [chapitre VII](#)).

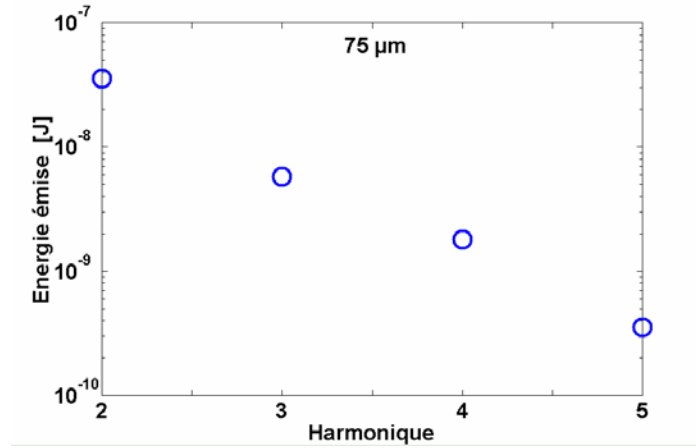


Figure 6.3. Energie contenue dans les harmoniques pour une cible de 75 μm .

Dans la suite on s'intéresse à la variation du signal en fonction de l'épaisseur de la cible. Pour cela on fait l'intégrale du signal sur chaque pic, à mi-hauteur (FWHM). On observe une très forte décroissance du signal émis avec l'épaisseur, pour tous les harmoniques. La [figure 6.4](#) montre cette dépendance pour les harmoniques 2ω et 3ω (les harmoniques plus élevés ne sont plus visibles à partir de quelques centaines de μm d'épaisseur de cible).

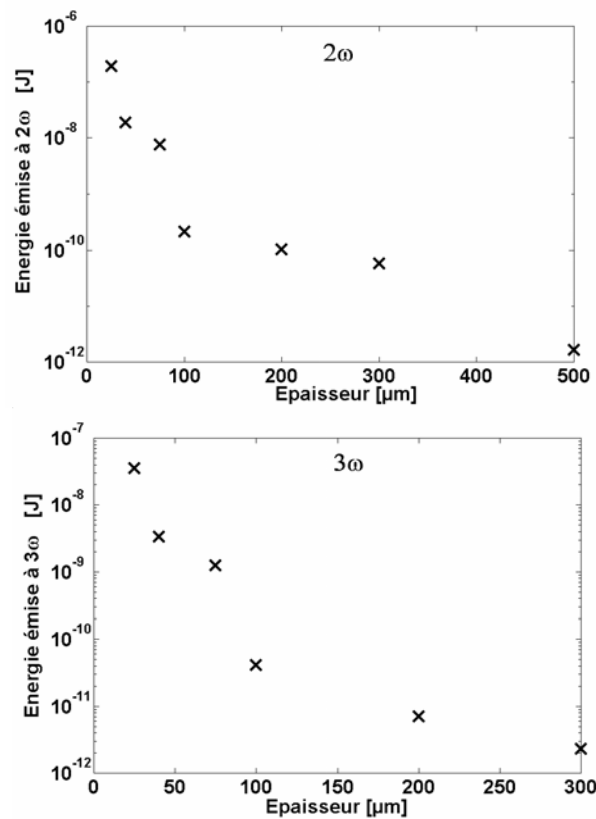


Figure 6.4. Forte décroissance du signal émis avec l'épaisseur de la cible. Représentation de cette dépendance pour les harmoniques 2ω et 3ω

La rapide baisse du signal avec l'épaisseur est expliquée par la dispersion en vitesses des électrons qui "dilue" le courant en face arrière, détruisant la cohérence. Tous ces faits seront détaillés en [chapitre VII](#).

VI.B. Evolution temporelle de l'émission

La durée d'émission du signal a été mesurée avec une caméra Streak, de résolution temporelle ~ 2 ps. La [figure 6.5](#) montre une telle image, pour une cible de $75 \mu\text{m}$ Al.

Le temps de balayage complet est de ~ 500 ps. On observe deux taches lumineuses. La première à gauche est le vrai signal, alors que l'autre est une réflexion parasite sur une lame séparatrice en silice, ce qui nous a permis de calibrer parfaitement la caméra en temps. Pour tous les tirs, avec des cibles de diverses épaisseurs, on a obtenu le même délai entre les deux taches, ce qui valide nos suppositions.

Par contre, la durée du signal bref change en fonction de l'épaisseur de la cible ([figure 6.6](#)). Le signal fait ~ 7 ps de durée pour les cibles minces ($20 \mu\text{m}$). Cette durée baisse jusqu'à une valeur minimale de 2-3 ps (correspondant à la limite de résolution de la caméra Streak) pour des cibles de $100 \mu\text{m}$. Après elle remonte vite, atteignant quelques dizaines de picosecondes pour les cibles de 1 mm.

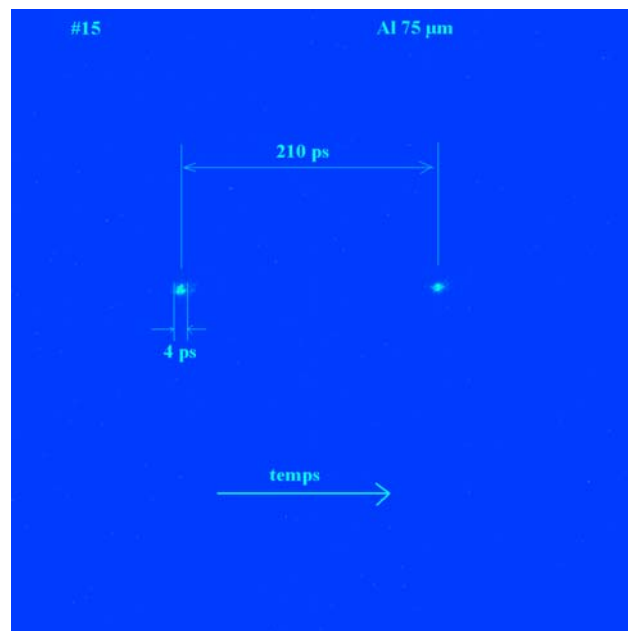


Figure 6.5. Image résolue en temps (horizontal) et espace (1D) (vertical), pour une cible de $75 \mu\text{m}$ Al. Le temps d'émission est très bref (~ 4 ps), signant le passage des électrons. Le deuxième signal est une réflexion parasite sur une lame épaisse.

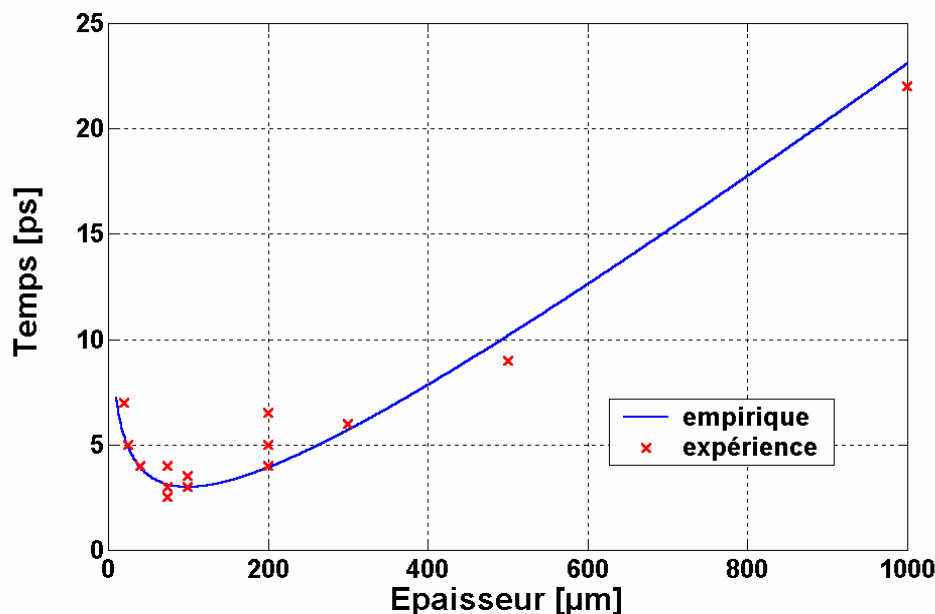


Figure 6.6. Durée d'émission du signal en forme de "U", ayant un minimum pour 100 μm d'épaisseur de la cible

Les croix sont des points expérimentaux et la courbe continue est une estimation purement empirique de la durée d'émission, suivant la [formule 6.1](#):

$$t = T \left[\frac{z}{\Delta z} - \ln \left(\frac{z}{\Delta z} \right) \right], \text{ avec } T = 3 \text{ ps} \quad (6.1)$$

Une autre campagne expérimentale faite en février 2001 a montré la même allure pour la durée d'émission, avec un minimum toujours à 100 μm. Il faut remarquer que les 100 μm d'épaisseur correspondent à la longueur spatiale de l'impulsion laser (350 fs).

D'une façon qualitative on peut supposer que pour les cibles minces les électrons sont ré-circulés dans la cible, ceci augmentant la durée d'émission. Pour les cibles épaisses c'est le temps de traversée de la cible qui va jouer sur la montée de la durée. Une description détaillée de ce modèle sera faite dans le [chapitre VII](#).

VI.C. L'imagerie 2D face arrière, face avant

En [figure 5.3](#) du [chapitre V](#) on voit le chemin expérimental utilisé pour l'imagerie 2D du signal émis en face arrière des cibles. La lentille de reprise utilisée a une ouverture optique $f/1.6$, et le rayonnement est collecté sur une plage spectrale de 370-880 nm.

Dans le cas de imagerie sur la face arrière on observe que le diamètre de la tache d'émission augmente avec l'épaisseur de la cible ([figure 6.8](#)). Cette émission est en concordance avec des électrons se propageant dans la cible sur un cône de $\sim 15^\circ - 17^\circ$ de demi-angle d'ouverture. Les structures observées - souvent des anneaux ou des surintensités locaux - sont probablement dues aux instabilités de transport des électrons dans la cible [[Weibel \(1959\)](#)].

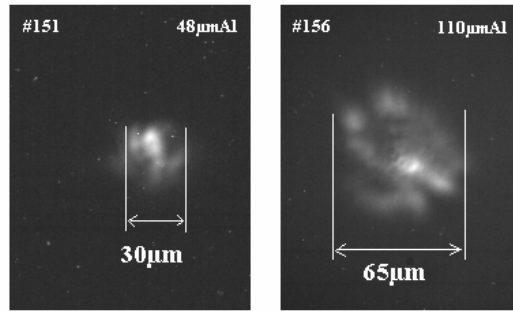


Figure 6.8. Imagerie face arrière ($f/1.6$). Le diamètre de la tache émissive augmente avec l'épaisseur de la cible (propagation des électrons sur un cône de demi-angle $\sim 15^\circ$).

Lorsque l'on déplace la lentille vers la cible d'une distance égale à l'épaisseur de la cible (figure 6.9), on obtient un petit point, comme on peut le voir dans la figure 6.10.b.

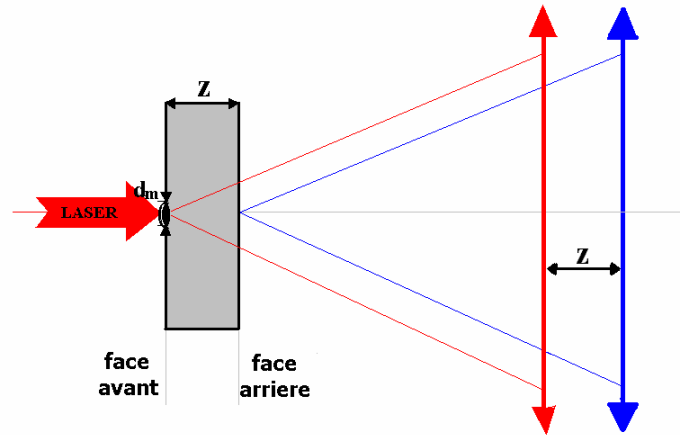


Figure 6.9. Imagerie en face avant ou arrière de la cible

Même si l'épaisseur de la cible est de $500\text{ }\mu\text{m}$, la taille du point est de seulement $25\text{ }\mu\text{m}$ (figure 6.10.b). Ceci semble en contradiction avec le cas de l'imagerie sur la face arrière quand, pour une même épaisseur de $500\text{ }\mu\text{m}$, on obtient une tache d'émission de $150\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre (figure 6.10.a).

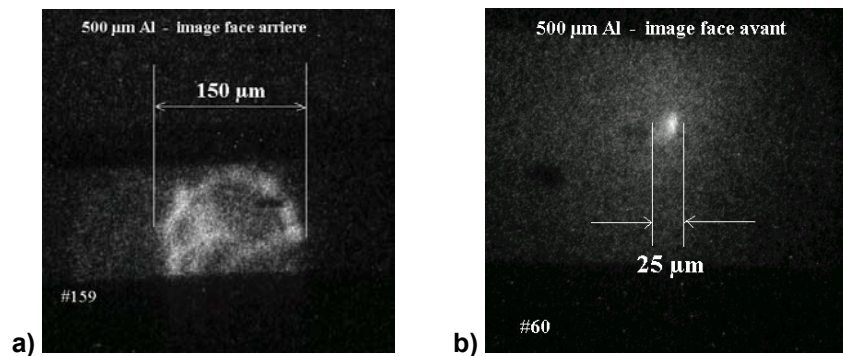


Figure 6.10. a) image de la face arrière pour une cible de $500\text{ }\mu\text{m}$ Al.
b) image de la face avant pour une cible de $500\text{ }\mu\text{m}$ Al.
(avec une ouverture optique $f/3$)

Les photons émis sont évidemment les mêmes dans les deux cas, car l'aluminium est opaque dans ce domaine des fréquences.

On peut expliquer ces observations si on fait l'hypothèse que les électrons sont relativistes, cohérents et balistiques (chaque électron garde sa vitesse et direction initiale pendant la propagation).

Si les électrons sont issus d'un point source en face avant de la cible (qui est la tache focale du laser) et se propagent à la vitesse $\sim c$, avec une certaine divergence (supposant que les trajectoires individuelles sont linéaires), alors ces électrons sont cohérents, formant un front de phase sphérique.

Les photons émis lorsque les électrons traversent la face arrière prolongeront les trajectoires des électrons, tout en gardant les mêmes phases relatives que les électrons avaient avant. Autrement dit, les photons forment une onde sphérique (figure 6.11), comme s'ils venaient directement du point source de la face avant. De cette manière on arrive à "voir" la face avant de la cible à travers les électrons, même si les photons observés sont générés en face arrière. L'onde sphérique peut être formée quelque soit la distribution angulaire individuelle (chapitre IV.A) émise par chaque électron.

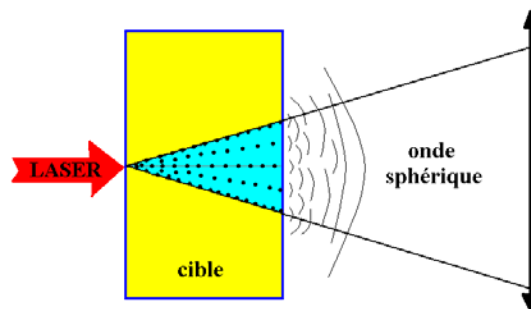


Figure 6.11. Les électrons cohérents, issus d'un point source, qui se propagent d'une façon balistique et relativiste sur un cône, émettent une onde sphérique.

L'information de phase est transportée de la face avant à la face arrière par les électrons, qui la transfèrent ensuite aux photons. Ceci explique pourquoi on obtient toujours un point en focalisation sur la face avant. Cette image ne dépend pas de l'épaisseur de la cible, comme on l'a pu vérifier sur plusieurs tirs.

Chapitre VII - Modèle CTR (Coherent Transition Radiation)

VII.A. Modèle 1D des paquets électroniques périodiques

On a vu dans le [chapitre VI.A.1.](#) que l'analyse spectrale du rayonnement émis en face arrière des cibles a montré la présence de pics intenses correspondant aux harmoniques successives de la fréquence fondamentale du laser (ω_0 , $2\omega_0$, $3\omega_0$, $4\omega_0$ et $5\omega_0$) superposées à un large spectre continu.

Les harmoniques sont associés à un signal cohérent CTR [[Santos \(2002\)](#), [Baton \(2003\)](#), [Zheng \(2003\)](#), [Zheng \(2004\)](#), [Popescu \(2005\)](#)] (Coherent Transition Radiation) produit par des paquets périodiques ultra-courts d'électrons se propageant dans la cible.

Si ces paquets d'électrons traversent la face arrière à une période constante Δt , les spectres larges du rayonnement de transition émis par chaque électron individuel s'ajoutent d'une façon cohérente pour les longueurs d'onde près de $c\Delta t$ et de ses harmoniques. Si $\Delta t = \tau_L$, où τ_L est la période du laser, alors le rayonnement émis va privilégier les fréquences harmoniques du laser, comme montré en [figure 7.1](#).

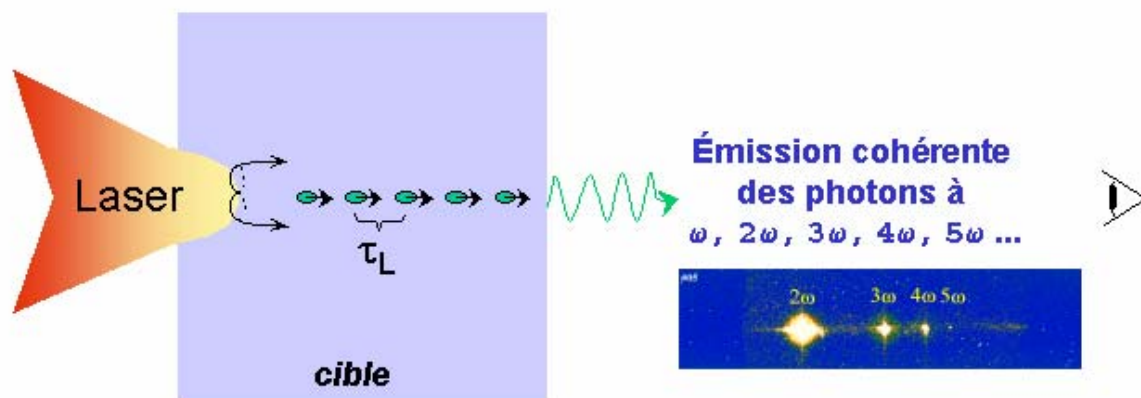


Figure 7.1. Des paquets périodiques à la fréquence du laser peuvent émettre des pics intenses aux harmoniques du laser. À droite: spectre expérimental obtenu pour une cible Al de 75 μm (cf. [figure 6.1](#), [chapitre VI](#)).

Dans le [chapitre II](#) on a vu que certains mécanismes (chauffage du vide et absorption résonante) sont capables d'accélérer des paquets d'électrons à la fréquence du laser, dans le régime de ultra haute intensité. Les simulations PIC ont montré que la durée moyenne de ces paquets est autour de $\tau_L/10$ ([chapitre II.D](#) et réf. [[Mackinnon \(2002\)](#), [Lasinski \(1999\)](#)]). En plus, la distribution en énergie de ces électrons est bien décrite par une Maxwellienne, ayant une température de quelques MeV.

A partir de ces informations on peut faire quelques hypothèses sur les électrons afin de développer un modèle théorique 1D d'émission cohérente du rayonnement. Ce modèle sera ensuite comparé aux résultats expérimentaux pour quantifier les divers paramètres intervenant dans les calculs.

Même si ce modèle est 1D, il reste correct aussi pour le cas 2D supposant une divergence transversale du faisceau d'électrons. Ceci est justifié par l'aspect sphérique cohérent de la propagation des électrons relativistes, comme on l'a vu dans les résultats expérimentaux du [chapitre VI.C](#).

VII.A.1. Hypothèses

On suppose qu'en face avant de la cible le laser génère un nombre N_b de paquets électroniques identiques, espacés en temps d'un intervalle équidistant τ_L (période correspondante à la fréquence du laser), et chaque paquet a un profil temporel initial gaussien de la forme $\exp[-(t/\tau)^2]$, où le paramètre $\tau \sim \tau_L/10$ ([figure 7.2](#)). De plus on considère une distribution Maxwellienne des énergies, avec une température T_h autour de quelques MeV. On suppose que chaque paquet contient P électrons.

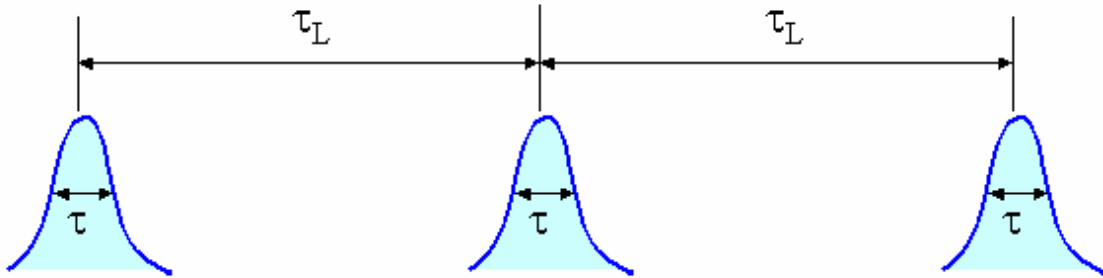


Figure 7.2. Modèle des paquets périodiques à la fréquence du laser. Chaque paquet a une forme gaussienne.

VII.A.2. Cas de plusieurs paquets identiques

Ayant N_b paquets identiques, chacun émet un champ électrique $E(t)$ quand il traverse la face arrière de la cible. Pour l'instant on ne s'intéresse pas à l'expression exacte du champ $E(t)$, mais plutôt à l'effet collectif de tous ces paquets, qui créent, individuellement, le même champ, mais décalé en temps de $n\tau_L$:

$$E_{total}(t) = \sum_n^{N_b} E(t - n\tau_L) \quad (7.1)$$

Pour obtenir le spectre cohérent du champ émis, on fait la Transformée de Fourier du champ électrique. Les propriétés de la Transformée de Fourier montrent que :

$$F(E(t - n\tau_L)) = F(E(t)) \cdot e^{j\omega n\tau_L} \quad (7.2)$$

Donc

$$E_{total}(\omega) = F(E_{total}(t)) = \sum_n^{N_b} F(E(t)) \cdot e^{j\omega n\tau_L} \quad (7.3)$$

En développant la série géométrique ci-dessus on arrive au résultat suivant :

$$E_{total}(\omega) = E(\omega) \cdot \frac{\sin(N_b \omega \tau_L)}{\sin(\omega \tau_L)} \quad (7.4)$$

où $E(\omega)$ est la Transformée de Fourier du champ correspondant à un paquet, et $E_{total}(\omega)$ est la Transformée de Fourier du champ correspondant à tous les paquets. Le champ électrique total, correspondant à tous les paquets, est proportionnel au champ individuel, modulé par un sinus cardinal. Le sinus cardinal est $\approx N_b$ pour les fréquences de résonance (les harmoniques) et quasi-nul pour le reste du spectre.

On observe la même tendance d'émission des pics intenses aux harmoniques du laser, comme pour le spectre expérimental. La largeur spectrale théorique de chaque maximum est la même pour tous les harmoniques (en fréquence), et fait: $\Delta\omega \approx \frac{1}{N_b \tau_L}$. Physiquement, la périodicité des paquets crée une re-distribution spectrale entre les harmoniques (où l'énergie est concentrée) et le reste du spectre (d'où l'énergie est prélevée).

VII.A.3. Signal d'un seul paquet

Pour continuer, il faut estimer le signal émis par un seul paquet. On fait un calcul de type balistique, c'est-à-dire on suppose que chaque électron garde sa direction de propagation et sa vitesse initiale pendant la traversée de la cible (hypothèse justifiée pour des électrons rapides). Cette hypothèse a été déjà vérifiée dans les expériences d'imagerie 2D face avant / face arrière ([chapitre VI.C](#)).

On peut considérer que, initialement, chaque paquet est composé d'une infinité de paquets $\delta(t)$ infinitésimaux (comme montré en [figure 7.3](#)). Ces paquets $\delta(t)$ sont évidemment modulés par l'enveloppe temporelle d'un paquet à profil gaussien.

Les électrons de chaque paquet $\delta(t)$ ont une distribution Maxwellienne des vitesses, donc après la traversée d'une certaine épaisseur le paquet $\delta(t)$ va s'étaler temporellement sous la forme d'un courant $\tilde{j}(t)$, en fonction de la température électronique et de l'épaisseur traversée.

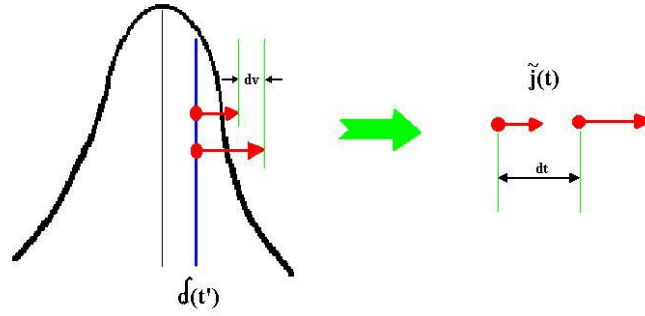


Figure 7.3. Dispersion en vitesses d'un paquet $\delta(t)$ infinitésimal. Transformation de ce paquet dans un courant $j(t)$ en face arrière.

La différence de vitesse à la face avant se traduit par une différence de temps d'arrivée sur la face arrière :

$$f(v)dv = \tilde{j}(t)dt \quad (7.5)$$

où $f(v)$ est la distribution en vitesses et $\tilde{j}(t)$ est le courant électronique instantané au moment t , créé par les électrons de vitesse v (la modulation en vitesse se transforme en une modulation en courant sur la face arrière).

La **figure 7.4** montre la forme d'un tel courant pour une température de 2 MeV et pour une distance de 10, 100 ou 500 μm . Le courant est normalisé, c'est-à-dire l'intégrale temporelle fait 1 électron. On observe que le courant s'étale très vite avec l'épaisseur et que l'amplitude baisse proportionnellement avec l'épaisseur. Les électrons les plus rapides arrivent d'abord, imposant une pente abrupte au courant. Ils sont suivis ensuite par les électrons les plus lents, constituant l'allure descendante du courant.

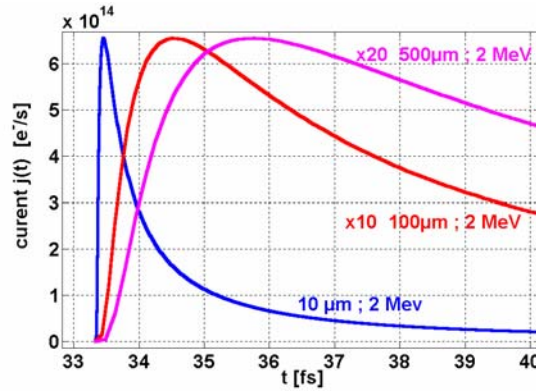


Figure 7.4. L'évolution du courant $\tilde{j}(t)$ normalisé, en face arrière, pour une cible 10 μm d'épaisseur et une température électronique de 2 MeV (en trait plein). Les lignes en tirets et en pointillées correspondent respectivement à des épaisseurs de 100 μm (multiplié par un facteur 10) et 500 μm (x20).

Pour trouver le courant créé par le paquet entier on doit intégrer les courants de chaque δ , en tenant compte de la forme du paquet (exponentielle) et des différences de temps d'arrivée:

$$j(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(t-t') \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2\right] dt' \quad (7.6)$$

Le champ électrique $E(\omega)$ donné par le paquet entier à la fréquence ω est alors ([Annexe 4](#)):

$$E(\omega) = F(\tilde{j}(t)\sqrt{\eta(t)})(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{4}\right] \quad (7.7)$$

où $\eta(t)$ [J/nm] est la densité spectrale d'énergie émise par un électron arrivant en face arrière à l'instant $t = z/v$, où z est l'épaisseur de la cible. η est montré dans le [chapitre IV.A.](#) en fonction de l'énergie cinétique ([figure 4.A.8](#)) et correspond à l'angle solide expérimental.

Dans l'[annexe 4](#) on montre que la transformée de Fourier $F(\tilde{j}(t)\sqrt{\eta(t)})(\omega)$ dépend principalement des électrons qui ont des énergies plus grandes que la température de distribution. Ceci correspond à la zone rapidement ascendante du pic du courant $\tilde{j}(t)$, qui joue le rôle le plus important.

VII.A.4. Énergie CTR cohérente totale

En utilisant la formule (7.7), et en tenant compte de (7.4) on arrive à l'expression suivante pour l'énergie CTR rayonnée par unité de longueur d'onde ([Annexe 4](#)):

$$W_{OTR} = P^2 \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{2}\right] \cdot \left|F(\tilde{j}(t)\sqrt{\eta(t)})\right|^2 \cdot \frac{\sin^2(N_b \omega \tau_L)}{\sin^2(\omega \tau_L)} \quad (7.8)$$

W_{OTR} est en [J/nm], donc l'énergie par unité de longueur d'onde. Ici P est le nombre d'électrons par paquet. La composante exponentielle est due au fait que chaque paquet a une largeur temporelle initiale τ et le sinus cardinal vient du fait qu'on a N_b paquets identiques périodiques. La Transformée de Fourier prend en compte la déformation d'une impulsion δ avec l'épaisseur (cf. [figure 7.4](#)), due à la dispersion des vitesses. Pour avoir l'énergie totale rayonnée dans un certain intervalle spectral il faut intégrer (7.8) sur cet intervalle. En [figure 7.5](#) on observe la dépendance de cette énergie en fonction de l'épaisseur de la cible, pour trois températures différentes. Les points expérimentaux sont également représentés. On observe que la meilleure compatibilité expérience/théorie est pour une température électronique de 2 MeV.

La largeur spectrale dépend du nombre des paquets suivant $\Delta\omega \approx \frac{1}{N_b \tau_L}$. En mesurant

l'élargissement du pic expérimental à $3\omega_0$ on déduit un nombre des paquets de $N_b \sim 15$. Ce nombre correspond à une durée de ~ 60 fs.

Il est possible que ce nombre soit une valeur minimale. Pendant l'interaction de l'impulsion laser avec la cible, la surface d'interaction peut être enfoncée et donc la périodicité des paquets légèrement modifiée. Un élargissement artificiel des pics harmoniques est ainsi produit. Donc en réalité le nombre des paquets peut être plus grand. Cependant cette incertitude ne peut pas dépasser un facteur ~ 5 , car la durée de l'impulsion laser est de ~ 350 fs.

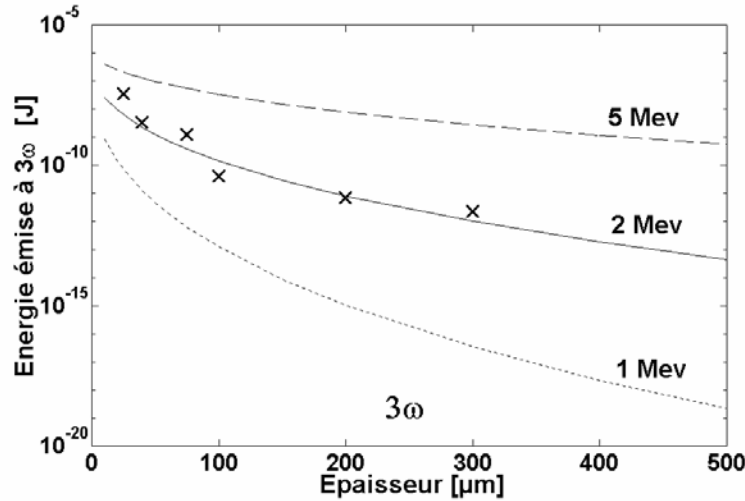


Figure 7.5. Energie CTR émise en fonction de l'épaisseur de la cible, pour le pic à $3\omega_0$, pour 1, 2 et 5 MeV. Les croix sont des points expérimentaux.

Pour obtenir l'énergie CTR émise en valeur absolue on a pris une énergie électronique de **quelques 10 μ J/paquet** (ce qui correspond à **~quelques 10^8 électrons de 2 MeV** par paquet). L'énergie totale contenue dans tous les **~15 paquets** est alors de l'ordre du **mJ**.

Dans la **figure 7.6** on montre l'énergie CTR émise en fonction des harmoniques, avec les paramètres précédents.

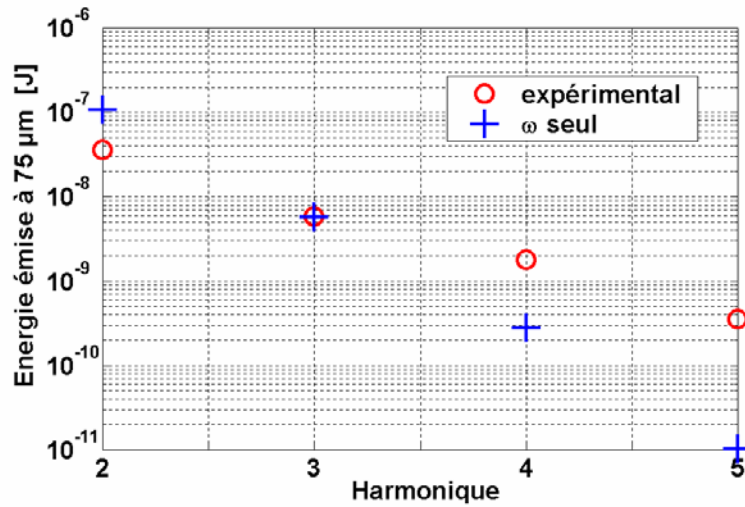


Figure 7.6. Energie CTR émise dans les harmoniques. "+": points théoriques; "o" points expérimentaux.

Il s'avère clairement que les évaluations théoriques ne sont pas en accord avec les points expérimentaux. La pente générale de **figure 7.6** dépend également de la largeur initiale des paquets τ . Une meilleure concordance serait obtenue pour une valeur $\tau \sim \tau_L/1000$, ce qui semble tout à fait non-réaliste en comparaison avec les valeurs de $\tau \sim \tau_L/(5-20)$ obtenus dans des simulations PIC. Nous concluons alors qu'un modèle considérant seulement un type de paquets d'électrons émis à la période τ_L n'explique pas les données expérimentales.

VII.A.5. Modèle théorique 1D avec deux types de paquets

On a vu que le modèle précédent décrit correctement la dépendance en épaisseur du signal émis en face arrière. Par contre, pour la dépendance en fréquence, le modèle avec un seul type de paquets (émis périodiquement à τ_L) ne transcrit plus les données expérimentales. Pour corriger ce problème on rajoute un autre type de population électronique. Il s'agit de paquets d'électrons émis à la fréquence 2ω (à la période $\tau_L/2$). Dans le chapitre II on voit que le mécanisme d'accélération $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ est capable d'accélérer de tels paquets.

La **figure 7.7** montre le schéma de ce modèle, tenant compte des deux types de paquet, émis indépendamment aux fréquences ω et 2ω . Le délai temporel entre les deux types de paquet est ΔT .

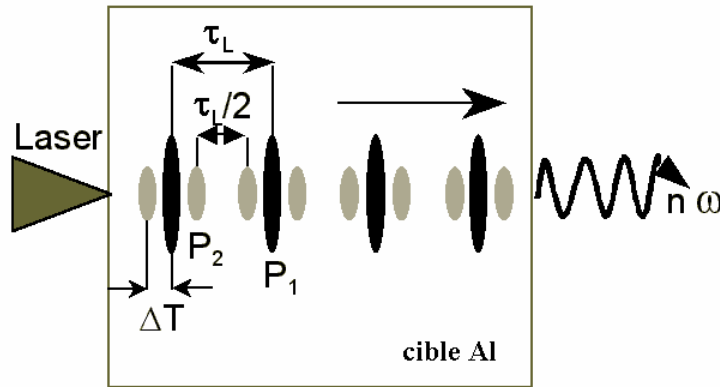


Figure 7.7. Modèle des paquets d'électrons produits périodiquement par les deux mécanismes: la force $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ (en gris), "chauffage du vide" et/ou absorption résonante (en noir). On suppose deux types différents de paquets: les premiers (dessinés en noir) sont émis à la fréquence ω_0 du laser (c'est-à-dire à la période τ_L du laser) et contiennent P_1 électrons par paquet. Les autres (dessinés en gris) sont émis à $2\omega_0$, donc à deux fois la fréquence laser (période $\tau_L/2$) et contiennent P_2 électrons par paquet. Le délai temporel entre les deux séries des paquets est ΔT .

L'émission de tous les électrons s'ajoute alors d'une façon cohérente, tenant compte des différentes phases. Les calculs sont similaires à ceux du modèle précédent, en rajoutant une expression adaptée pour le terme P (les autres notations restent les mêmes). La relation théorique générale donnant l'énergie CTR émise par unité de longueur d'onde pour la fréquence ω s'écrit (**annexe 4**):

$$W = D \cdot G(P_1, P_2, \omega, \Delta t) \quad (7.9)$$

avec

$$D = \left| F(j(t) \cdot \sqrt{\eta(\omega, t)}) \right|^2 \cdot \exp(-\tau^2 \omega^2 / 2) \quad (7.10)$$

$$G = \frac{\sin^2(N\omega\tau_L / 2)}{\sin^2(\omega\tau_L / 2)} \cdot P^2 \quad (7.11)$$

et

$$P^2 = [P_1^2 + 4P_2^2 \cos^2(\omega\tau_L/4) + 4P_1P_2 \cdot \cos(\omega\tau_L/4) \cdot \cos(\omega\tau_L/4 + \omega\Delta t)] \quad (7.12)$$

Le terme G est le terme responsable des pics intenses aux fréquences harmoniques. Il contient le sinus cardinal, mais dans ce cas les pics sont modulés par le terme P qui change avec la fréquence. N est le nombre de paquets émis à τ_L . Il détermine la largeur spectrale des harmoniques. Nous avons supposé qu'il y a deux fois plus de paquets séparés par $\tau_L/2$ que des paquets séparés par τ_L .

Physiquement, les paquets d'électrons séparés par τ_L produisent des harmoniques avec la fréquence $n\omega_0$, alors que ceux séparés par $\tau_L/2$ produisent seulement les harmoniques paires avec la fréquence $2n\omega_0$.

Le terme P décrit les interférences entre les deux ondes cohérentes émises par les deux séries de paquets. Il dépend fortement des deux populations P_1 et P_2 et du délai Δt . Définissant les paramètres r et f tels que $P_2 = rP_1$ et $\Delta t = f\tau_L/4$, avec $0 < (f, r) < 1$, nous obtenons le rapport $P^2(r, f)/P_1^2$ montré en [figure 7.8](#) (seulement pour les harmoniques paires, car pour celles impaires il est constamment égal à P_1). La valeur $\tau_L/4$ est justifiée au moins dans le cas d'intensité modérée où elle correspond au délai entre les composantes E et $v \times B$ de la force Lorentz.

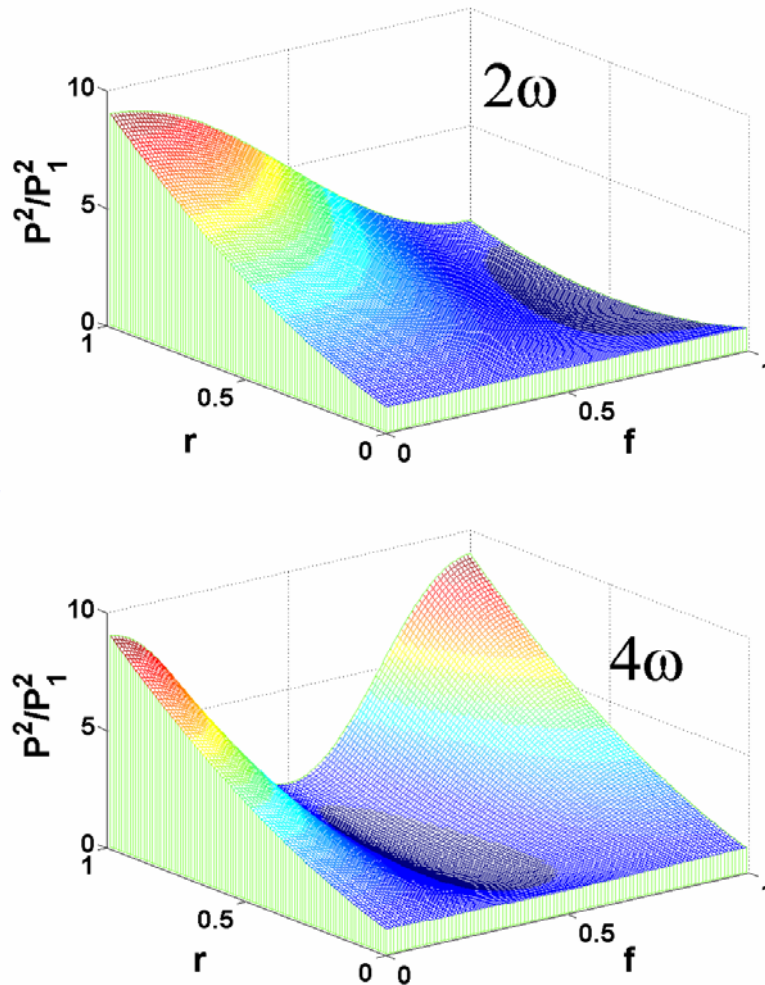


Figure 7.8. P^2/P_1^2 en fonction de Δt et du rapport $r = P_2/P_1$, pour les harmoniques $2\omega_0$ et $4\omega_0$. En fonction de la fréquence et des paramètres intervenant, le terme P peut être constructif ou destructif.

Si les paquets produits à $2\omega_0$ sont négligés ($P_2=0$ et $r=0$), alors $P(\omega) = P_1$ et l'évolution spectrale de l'intensité des harmoniques dépend seulement du terme de dispersion D (7.10). Par contre, si P_2 est non-nul, alors P peut changer très vite avec r et f . Il peut même disparaître pour la fréquence $2\omega_0$ si le délai ΔT est exactement $\tau_L/4$ et $P_2/P_1 = 1/2$. Dans ce cas-ci, les deux types de paquets d'électrons sont en opposition de phase parfaite pour la fréquence $2\omega_0$, de sorte que le signal dû aux paquets τ_L est exactement compensé par les paquets $\tau_L/2$. Mais, en même temps, le signal à d'autres fréquences est fini et peut même avoir un maximum (à $4\omega_0$ par exemple).

Il faut donc considérer le problème dans sa globalité en prenant en compte tous les harmoniques observés.

VII.A.6. La dépendance en épaisseur

Comme avant, la variation de l'intensité des harmoniques avec l'épaisseur de cible, provient principalement de l'expansion des différents paquets d'électrons pendant leur propagation (le terme D). C'est donc une fonction très sensible à la température de distribution des électrons.

Une telle variation est montrée dans la figure 7.9 pour les fréquences $2\omega_0$ et $3\omega_0$ (la courbe à $3\omega_0$ est la même que celle de la figure 7.5) et pour trois températures différentes (1 MeV, 2 MeV et 5 MeV, respectivement). Le signal à la fréquence $3\omega_0$ est créé seulement par les paquets émis à la période τ_L , tandis que le signal à $2\omega_0$ est dû aux deux types de paquets ensembles, τ_L et $\tau_L/2$. Ceci explique pourquoi dans le paragraphe précédent on a montré seulement la courbe pour $3\omega_0$. Supposant que la température est la même pour les deux types de paquets, on montre les estimations théoriques pour la fréquence $2\omega_0$, comparés aux points expérimentaux. On trouve de nouveau un bon accord pour la température de 2 MeV.

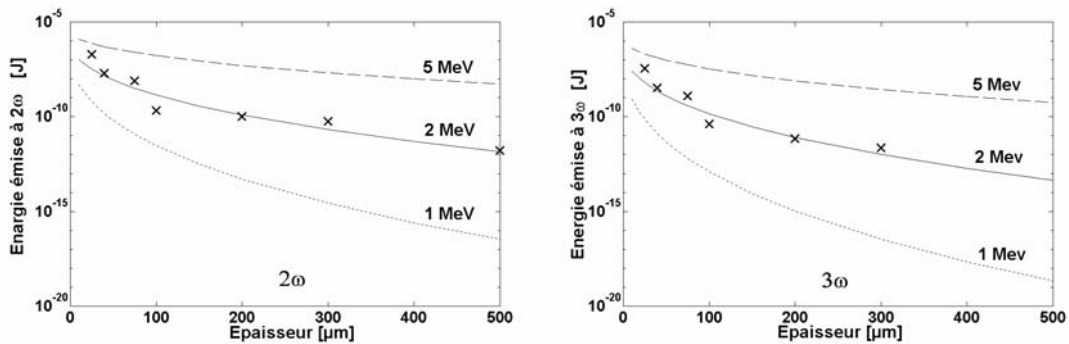


Figure 7.9. Variation du signal CTR avec l'épaisseur de la cible, pour $2\omega_0$ et $3\omega_0$. Les croix représentent les points expérimentaux et les courbes les estimations théoriques des populations électroniques avec les températures de 1 MeV, 2 MeV, et 5 MeV.

VII.A.7. Cas des cibles très minces (<1 μm)

On peut estimer la limite du signal harmonique pour les cibles très minces. Dans cette limite, les paquets d'électrons ne s'étalent pas, donc le premier terme dans D est près d'une valeur "moyenne" de l'efficacité d'émission: $\langle\eta\rangle \sim 10^{-14}$ J/m.

Le terme exponentiel, lié à la largeur temporelle initiale des paquets est 0,5 pour le deuxième harmonique. La terme G devient alors $\approx N^2 P^2$ (où N est toujours ~ 15). L'énergie émise à $2\omega_0$ pour les cibles très minces peut être approximée alors par $W \sim (N^2 P^2 \langle\eta\rangle \Delta\lambda)/2$, où $\Delta\lambda \sim 40$ nm est la largeur spectrale du deuxième harmonique. Dans nos conditions, $W \sim 4.5 \cdot 10^{-4}$ J qui correspond à une efficacité de conversion d'énergie laser en énergie d'électrons d'environ 2×10^{-5} . Cette valeur est comparable à la valeur obtenue en [référence Teubner \(2004\)](#) pour le deuxième harmonique et une épaisseur de cible de quelques dizaines de nm. De plus, la longueur de formation du rayonnement de transition est plus petite ([chapitre IV.A](#)) que l'épaisseur de ces cibles, donc il s'avère que les résultats présentés dans les [références Zheng \(2004\) et Teubner \(2004\)](#) pourraient également être expliqués en termes d'émission CTR.

VII.A.8. Analyse spectrale et intensités relatives des harmoniques

Dans ce paragraphe, nous nous concentrons sur les intensités relatives des harmoniques afin d'expliquer l'importance relative de chaque type de paquets. L'intensité émise dans les harmoniques (de $2\omega_0$ à $5\omega_0$), pour une cible Al de 40 μm est présentée dans [figure 7.10](#). Les points expérimentaux ont été obtenus en intégrant l'énergie contenue dans les pics à mi-hauteur (FWHM). Les barres d'erreurs expérimentales, résultant des erreurs cumulées sur la mesure expérimentale (incertitude dans les mesures, les filtres, le bruit, la réponse de la CCD) sont $\leq 20\%$. Néanmoins, on peut noter que l'incertitude sur la sensibilité du système de détection en-dessous de 250 nm, combiné avec la valeur très basse du pic CTR à $5\omega_0$ (dominée presque totalement par l'émission du corps noir, comme on le verra par la suite) rendent difficile la comparaison expérience/théorie pour l'harmonique $5\omega_0$.

L'observation des harmoniques impairs de la fréquence laser (troisième et cinquième) est une preuve que une partie des paquets d'électrons sont émis à la fréquence ω_0 (période τ_L) par le chauffage du vide ou l'absorption résonante. On a vu dans le paragraphe précédent les calculs concernant cette population (les "+" dans les [figure 7.6 et 7.10](#)), en concluant que seule elle ne peut pas expliquer la pente de la dépendance en fréquence.

La différence entre les données expérimentales et le modèle assumant seulement des paquets à τ_L peut être expliquée par l'existence des paquets d'électrons émis à la fréquence $2\omega_0$. La [figure 7.8](#) montre clairement qu'un délai de $\Delta t \sim \tau_L/4$ ($f \sim 1$) entre les deux types de paquets va simultanément augmenter l'intensité à $4\omega_0$ et diminuer l'intensité à $2\omega_0$ (en effet il faut que $(P/P_1)^2(2\omega_0)$ soit sub-unitaire, donc forcément f se trouve entre 0.8 et 1, d'après la [figure 7.8](#), en haut). Plus précisément, comme montré dans la [figure 7.10](#), une bonne concordance est obtenue (pour ce tir particulier) pour $P_2 = (0.74 \pm 0.02) \cdot P_1$, $\Delta t = \tau_L/4$, $\tau = \tau_L/(10.5 \pm 1)$ et une températures électronique de 2 MeV. Des comparaisons faites pour différents tirs et différentes épaisseurs des cibles mènent à des valeurs similaires (considérant

$f = 1^*$). L'annexe 4 présente plusieurs estimations théoriques en variant les paramètres r et τ pour justifier cette barre d'erreur.

*pour $f = 0.8$, par exemple, on doit considérer $\tau \sim \tau_L/16$, ce qui n'est plus en accord avec les simulations.

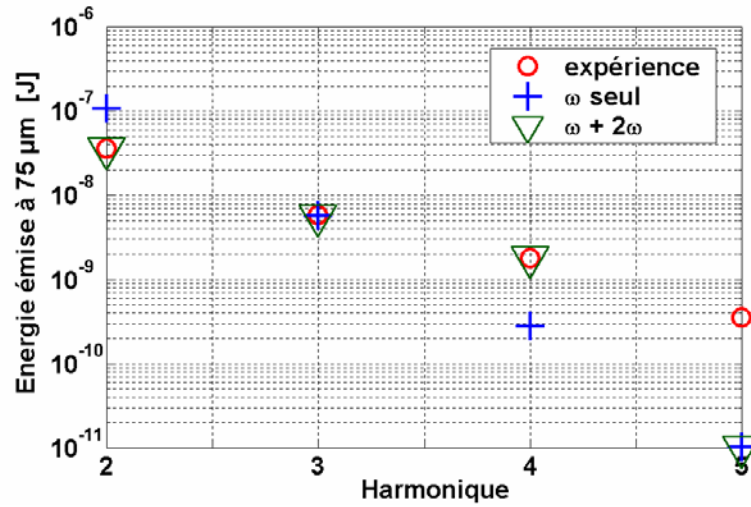


Figure 7.10. Énergie émise dans les harmoniques CTR pour une cible d'Al de 40 μm . Les "o" représentent les points expérimentaux, les "+" l'évaluation théorique avec seulement des paquets électroniques à τ_L et les "▽" les estimations avec les deux types des paquets à τ_L et $\tau_L/2$.

Le rapport entre P_1 et P_2 correspond à $\sim 40\%$ des électrons accélérés en paquets à la fréquence ω_0 et $\sim 60\%$ des paquets accélérés à $2\omega_0$ (il y a deux fois plus de paquets à $2\omega_0$ que de paquets à ω_0).

On peut noter que même si le nombre des paquets à $\tau_L/2$ est le sujet d'une certaine incertitude, l'énergie totale contenue dans les pics harmoniques reste inchangée puisqu'elle dépend du produit entre le nombre des paquets et le nombre d'électrons par paquet.

Tenant compte des estimations ci-dessus, l'énergie contenue dans les électrons responsables du rayonnement CTR est de l'ordre de quelques mJ, correspondant à une efficacité de conversion laser-électrons de quelques 10^{-3} . Comme précisé avant, ce calcul cohérent est sensible seulement aux électrons très rapides, typiquement ceux qui ont des énergies plus hautes que la température de distribution. Ceci signifie qu'il peut y avoir un grand nombre d'électrons de basse énergie qui sont "invisibles" pour ce diagnostic. L'énergie estimée de quelques mJ est donc une valeur minimale de l'énergie totale des électrons, qui correspond seulement aux électrons ultra-relativistes et cohérents. Ces électrons représentent seulement une petite partie des électrons totaux. En effet, l'efficacité de conversion (mesurés expérimentalement) du laser aux électrons rapides est typiquement de 10-30 % [Roth (2002)a, b, Martinolli (2003), Beg (1997), Pisani (2000)].

VII.A.9. Comparaison entre le spectre expérimental et le modèle CTR

Le spectre expérimental correspondant à une cible Al de 50 μm d'épaisseur est montré dans la **figure 7.11** (cercles rouges). Le spectre CTR théorique obtenu avec les paramètres précédemment discutés est également montré sur cette figure. On peut voir que le spectre théorique reproduit les harmoniques expérimentaux à $2\omega_0$, $3\omega_0$ et $4\omega_0$. Les largeurs spectrales des différents harmoniques sont les mêmes en unités de fréquence, mais varient en $1/\lambda^2$ en unités de longueur d'onde. Le spectre CTR reproduit également très bien la partie continue du spectre pour les longueurs d'onde plus grandes que ~ 330 nm. Mais pour les longueurs d'onde plus petites il y a une différence d'un facteur 10-100 entre les parties continues théorique et expérimentale (le signal expérimental est plus fort que celui théorique).

Pour améliorer l'accord entre le modèle théorique et les données expérimentales, nous devons considérer, en plus de l'émission CTR, un deuxième type de rayonnement: l'émission du corps noir (**annexe 5**). Cette hypothèse est justifiée par le fait que la cible est chauffée directement par les électrons chauds et/ou par le courant de retour. Typiquement, dans nos conditions et pour une cible Al de 50 μm d'épaisseur, la température de la face arrière est estimée à quelques eV sur une surface de quelques centaines de μm^2 [Key (1998), Beg (1997), Martinolli (2004)].

Le spectre du corps noir (**annexe 6**) ainsi que le spectre théorique complet (CTR + corps noir, en trait continu) sont montrés dans la **figure 7.11**. On voit que dans ce cas là, le modèle CTR + corps noir reproduit bien les données expérimentales.

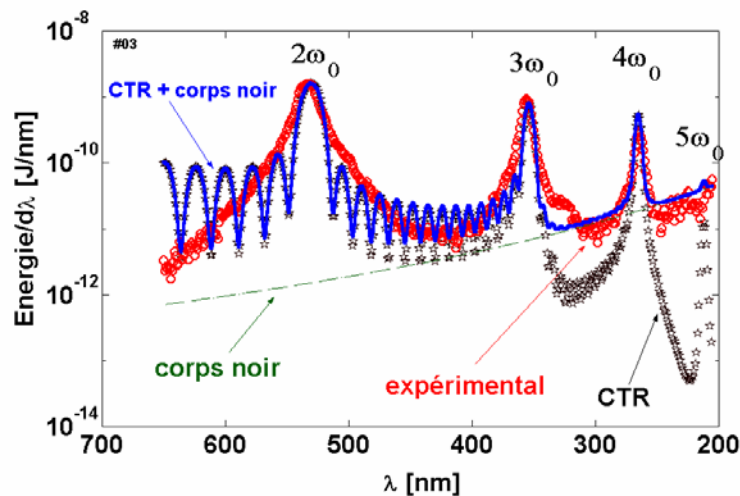


Figure 7.11. Spectre expérimental (o) et estimations théoriques pour une cible Al de 50 μm . (CTR seul: étoiles, corps noir: tirets, CTR+corps noir: trait plein).

Avant de conclure sur le modèle CTR il nous faut considérer également le signal "incohérent", i.e. le signal émis par tous les électrons, sans relation de phase.

VII.A.10. Signal incohérent

Le signal incohérent est un signal qui est donné par la somme de toutes les intensités rayonnées par chaque électron, sans tenir compte de la relation de phase. Donc le signal est proportionnel au nombre total des électrons ($M = N \cdot P_1 + 2N \cdot P_2$) qui donnent ce signal, où N est le nombre des paquets émis à la fréquence laser (le signal cohérent était proportionnel au carré du nombre d'électrons).

L'énergie incohérente rayonnée a un spectre large quasi-continu sur la plage 200-700 nm, et l'énergie rayonnée par unité d'intervalle spectral est:

$$W_{OTR_INCOHERENTE} = M \cdot \int_0^{\infty} f_{Ec}(Ec) \eta(Ec) dEc \quad (7.17)$$

où $f(E_c)$ est la distribution des électrons en fonction de l'énergie cinétique. Le calcul montre que l'énergie incohérente W_{OTR} est ~ 5 ordres de grandeur plus petite que la valeur continue du spectre expérimental, donc elle est complètement négligeable devant le signal cohérent CTR.

VII.A.11. Conclusions sur le modèle CTR

On a vu qu'un faisceau laser peut accélérer des paquets d'électrons périodiques, soit à la fréquence du laser, soit au double de cette fréquence. Les calculs faits à partir du rayonnement de transition cohérent montrent que l'énergie totale mesurée dans les électrons est de l'ordre de quelques mJ, concentrée en minimum ~ 15 paquets émis à la fréquence ω et ~ 30 paquets à la fréquence 2ω . La température de ces électrons est de 2 MeV. Le transport se fait d'une façon balistique, c'est-à-dire chaque électron garde sa vitesse et direction initiale.

Dans le signal CTR seuls les électrons très énergétiques (d'énergie plus grande que la température de distribution) ont une contribution importante. Donc on peut avoir beaucoup d'autres électrons moins énergétiques qui ne participent pas au rayonnement CTR (en effet d'autres diagnostics [Roth (2002)a, b, Martinolli (2004), Beg (1997), Pisani (2000)] montrent que le taux de conversion énergie laser / énergie électrons doit être autour de 10-30%).

Le rayonnement mesuré dans la région UV est compatible avec une température de la cible de quelques eV, sur une zone chauffée d'une surface de quelques $100 \mu\text{m}^2$. Le chauffage ainsi mesuré est en accord avec le résultat donné par d'autres diagnostics utilisés dans des conditions expérimentales similaires.

Le modèle CTR supposant deux types des paquets périodiques explique bien les données expérimentales. Même si ce modèle utilise un grand nombre des paramètres, ils ne sont pas tout à fait des paramètres libres, car chacun d'entre eux est imposé séparément par un certain set des données expérimentales. Par exemple, la température de 2 MeV est imposée par la dépendance en fonction de l'épaisseur du signal CTR. La durée des paquets, d'une dixième de la période laser, est imposé par le rapport entre la troisième et la quatrième

harmonique (ce rapport est beaucoup plus sensible à ce paramètre qu'aux autres). Le rapport entre les deux types des populations est imposé par le rapport entre la deuxième et la troisième harmonique (qui est très sensible à la variation P_1/P_2). Ces aspects sont montrés dans l'[annexe 4](#), [figure A4.4](#). Ils ont été vérifiés également pour d'autres tirs, effectués sur des différentes épaisseurs. Le rayonnement du corps noir est dominant sur la partie continue du spectre UV, donc la température de la cible (de quelques eV) ainsi trouvée est indépendante du modèle CTR.

La divergence transversale du faisceau d'électrons a été négligée, car les électrons sont cohérents et balistiques (comme le prouvent les expériences de [chapitre VI.C](#)), formant ainsi un front de phase sphérique, équivalent au cas 1D.

Les collisions ont été également négligées, car le pouvoir d'arrêt par collisions individuelles des électrons relativistes est de ~ 0.5 MeV/mm, ce qui n'est pas significatif sur les quelques centaines de microns d'épaisseur des cibles.

Les effets collectifs n'ont pas été pris en compte, sauf l'émission cohérente. Les pertes par effet joule (à cause des champs induits dans la cible) ont été négligées. Dans le chapitre théorique [II.C](#), on a vu que, pour une énergie de 2 MeV, le pouvoir d'arrêt par effet joule est ~ 1.5 MeV/mm, pour un faisceau d'électrons ayant une densité de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dans notre cas on trouve $\sim 10^{10}$ électrons, accélérés pendant l'impulsion laser (~ 350 fs), ce qui fait une longueur de $\sim 100 \text{ }\mu\text{m}$. On a vu aussi que, par exemple, pour une cible de $50 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, la tache d'émission a une surface de quelques centaines des μm^2 ([chapitre VI.C](#)). On peut donc estimer une densité électronique de $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, ce qui donne un ralentissement résistif négligeable (dans la thèse de Laurent Gremillet on voit que les effets collectifs commencent à être importantes à partir des densités électroniques de $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

Les instabilités de propagation induits par les champs magnétiques sont, peut être, responsables pour les structures observées dans l'imagerie 2D ([chapitre VI.C](#)). Cependant ces structures n'ont pas d'influence sur les résultats de ce modèle car, comme on l'a vu, les électrons forment un front de phase sphérique, même si la distribution angulaire n'est pas homogène.

Donc ce modèle simple 1D peut être considéré comme auto-consistent pour la population électronique qu'il représente. On rappelle qu'il s'agit seulement des électrons balistiques cohérents, ayant des énergies supérieures à ~ 2 MeV. Cette population a une énergie totale très faible, de l'ordre du milli-joule. On pense qu'il s'agit de mêmes électrons observés expérimentalement dans des jets, par radiographie transversale ([chapitre III.A](#)).

Même limité à une population électronique ayant une très faible énergie totale, ce modèle est très important car il a permis l'identification et la quantification des mécanismes d'accélération responsables pour la création des électrons balistiques cohérents et relativistes.

VII.B. Modèle de re-circulation électronique dans la cible

Les expériences ([chapitre VI](#)) montrent que la durée temporelle du signal CTR dépend de l'épaisseur de la cible. Plus précisément, la courbe présente un minimum autour de $z = 100 \mu\text{m}$ (la durée du signal est de plusieurs ps). Deux expériences différentes ont montré ce minimum autour de $100 \mu\text{m}$, alors que les cibles et les conditions expérimentales n'étaient pas les mêmes (sauf la chaîne laser, qui était la même, c'est à dire une impulsion laser de 350 fs, à $1.06 \mu\text{m}$). La durée de l'impulsion de 350 fs correspond à une longueur spatiale $\Delta z \sim 100 \mu\text{m}$.

On suppose que les électrons sont accélérés pendant l'interaction avec l'impulsion laser, donc la durée du train d'électrons sera aussi autour de $\sim 350 \text{ fs}$.

Pour expliquer l'augmentation du temps dans le cas des cibles minces ($z < 100 \mu\text{m}$) on fait l'hypothèse que les électrons sont re-circulés dans la cible, i.e. il font des allers-retours entre les faces avant et arrière de la cible, après réflexions dues au champ électrostatique $E \sim qQ$. **MV/ μm** [[Mora \(2003\)](#)] (champ crée dans les plasmas à l'interface cible/vide à l'avant et à l'arrière de la cible). On suppose que à chaque traversée de l'interface cible/vide il y'a une émission de rayonnement de transition, ce qui augmente la durée du signal.

Dans le paragraphe suivant on va faire une estimation de la durée d'émission, en supposant que les électrons restent cohérents pendant tout le temps d'émission. Cette hypothèse est soutenue par les expériences, qui montrent des durées de quelques ps, alors que la durée de l'impulsion laser est seulement $\sim 0.3 \text{ ps}$. De plus, pour des électrons avec des énergies supérieurs au MeV, le pouvoir d'arrêt collisionnel est de $\sim 0.5 \text{ MeV/mm}$. En plus du pouvoir d'arrêt du aux collisions, il y a aussi des pertes par effet joule, à travers les champs induits par les électrons. On néglige aussi ces pertes.

Dans ce domaine d'énergies la vitesse est $\sim c$, donc chaque mm est parcouru en $\sim 3 \text{ ps}$. Pour les quelques picosecondes de durée d'émission mesurées expérimentalement, la perte d'énergie des électrons ayant une température de quelques MeV peut être négligé.

VII.B.1. Estimation de la durée d'émission

On suppose que les électrons sont re-injectés plusieurs fois dans la cible et qu'à chaque réflexion ils émettent du rayonnement. De plus une partie des électrons est perdue dans le vide lors de chaque réflexion.

Sur le détecteur on mesure la durée à mi-hauteur, donc jusqu'à une baisse du signal de ~ 2 fois. Pour des raisons de simplifications mathématiques, on va considérer une baisse de $e = 2.71$ fois. L'intensité du signal cohérent dépend du carré de la densité électronique, donc l'émission est observée jusqu'au moment que la densité baisse de $e^{1/2}$ fois. L'émission se fait donc tant que la densité reste suffisante.

On définit un coefficient de réflexion R qui montre la quantité des électrons re-injectés dans la cible ($0 < R < 1$) lors de la réflexion en face arrière (ou avant). On suppose que ce

coefficient est le même pour la face avant et pour la face arrière. R dépend de la densité électronique et de la géométrie de la face arrière de la cible [Fill (2005)].

Pour un aller-retour dans la cible, les électrons ont une perte de densité de :

$$\Delta n = n \cdot (R^2 - 1) \quad (7.18)$$

L'équation (7.19) décrit la variation de la densité électronique avec le temps, pour un aller-retour, avec une vitesse $\sim c$ des électrons. On traite cette variation d'une façon continue, même si les cycles sont discrets. Ce modèle est correct si on fait l'hypothèse que le nombre des cycles est suffisamment élevé. Ici la durée initiale du train d'électrons est négligée.

Dans (7.19) le numérateur est décrit par (7.18) et le dénominateur montre le temps nécessaire pour faire un aller-retour à la vitesse c , tenant compte de l'épaisseur de la cible z et de la dimension du plasma en détente. On considère que le plasma se détente à une vitesse $c_s \sim c/10$.

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e \frac{R^2(t,z)-1}{\frac{2(z+2c_s t)}{c}} \Leftrightarrow \frac{dn_e}{n_e} = -\frac{c}{2} \frac{[1-R^2(t,z)]}{(z+2c_s t)} dt \quad (7.19)$$

On suppose que le signal CTR émis est observé jusqu'au moment où le signal CTR baisse de $e = 2.71$ fois. Le signal CTR est proportionnel à n_e^2 , donc pour une baisse de e fois du signal expérimental, on a une baisse de $e^{1/2}$ sur la densité. Cette durée, notée $t_f(z)$, respecte la relation (7.20), obtenue en intégrant (7.19):

$$\ln\left(\frac{n_e}{n_{eo}}\right) = -\frac{1}{2} = -\frac{c}{2} \int_0^{t_f} \frac{[1-R^2(t,z)]}{(z+2c_s t')} dt' \quad (7.20)$$

La relation (7.20) n'est pas intégrable analytiquement si R dépend du temps.

Mais, dans un premier temps, on va supposer que le coefficient de réflexion ne dépend pas du temps, ce qui permet de faire une estimation analytique de la durée du signal (7.21) en intégrant (7.20). Cette estimation, même si elle ne correspond pas tout à fait au cas réel, nous aide à comprendre quelques aspects physiques de cette durée:

$$t_f = \frac{z}{2c_s} \left(\exp\left[\frac{2c_s}{c(1-R^2)}\right] - 1 \right) \quad (7.21)$$

On observe que si le coefficient de réflexion tend vers 1 (i.e. pas de perte d'électrons), alors la durée du signal est importante. Pour un coefficient de réflexion plus petit que l'unité c'est l'épaisseur de la cible qui domine l'évolution du signal avec l'épaisseur. On s'attend donc à une augmentation de la durée d'émission pour les épaisseurs grandes, due à la durée du temps de traversée de la cible.

Ce modèle est limité au cas des petites variations de densité relative par cycle (dn_e/n_e petit), correspondant à un R proche de 1. Si R approche 0, le modèle ne s'applique plus, car on a négligé la durée initiale du train d'électrons, qui est ~ 350 fs. Mais le modèle reste correct pour notre cas expérimental, où les durées mesurées sont $\gg 350$ fs.

VII.B.2. Estimation du coefficient de réflexion R

Dans le cas réel le coefficient de réflexion change en fonction du temps et de l'épaisseur de la cible ($R = R(z,t)$) suivant la densité électronique et la géométrie en face arrière de la cible. Dans ces conditions la relation 7.20 n'est plus intégrable analytiquement.

La fraction des électrons qui s'échappent de la cible peut être estimée analytiquement [Fill (2005)] dans certaines conditions, en particulier en considérant que tous les électrons sortent de la cible instantanément. Même si dans notre cas les électrons arrivent en face arrière à des instants différents, on peut supposer que les paquets d'électrons sont suffisamment courts pour respecter cette hypothèse. Cette étude montre que, généralement, si la cible est plane et infinie, tous les électrons retournent dans la cible, équivalent à un coefficient de réflexion $R=1$. Si le front d'expansion du plasma est sphérique, une fraction ξ des électrons peut s'échapper dans le vide en fonction du rayon de courbure de ce front d'expansion et de la densité surfacique des électrons. Cette fraction s'exprime:

$$\frac{\ln(\xi)}{\xi} = \frac{m_e c^2}{k_B T_h} R_0 \quad (7.22)$$

où m_e est la masse de repos de l'électron, c la vitesse de la lumière, k_B la constante de Boltzmann, T_h la température des électrons et R_0 le rayon normalisé défini comme:

$$R_0 = 4\pi r_e N_a r \quad (7.23)$$

Ici $r_e = 2.82 \times 10^{-13}$ cm est le rayon classique de l'électron, N_a la densité surfacique des électrons et r le rayon de courbure du front d'expansion. Dans nos conditions on a $N_{\text{tot}} \sim 10^{10}$ électrons avec une température de ~ 2 MeV (voir chapitre VII.A). Pour $T_h = 2$ MeV on a

$$\frac{m_e c^2}{k_B T_h} \approx \frac{1}{5}.$$

La surface transversale du faisceau en face arrière est (au moins pour le premier passage) $\sigma = \pi(z \tan(\theta))^2$ où $\theta \approx 10-15^\circ$ est le demi-angle de divergence du faisceau d'électrons. La densité surfacique sera $N_a = N_{\text{tot}}/\sigma$, en supposant que tous les électrons arrivent en même temps en face arrière.

Mais, pour les cibles minces, le train d'électrons (supposé avoir la même longueur que la longueur spatiale de l'impulsion laser) est plus long que l'épaisseur de la cible. Donc, par re-injection, il va se superposer sur lui-même [Mackinnon (2002)], donnant une densité plus élevée que N_a , où N_a est la densité surfacique initiale des électrons. La figure 7.14. montre l'aspect qualitatif de cette superposition. On suppose que la longueur du train d'électrons est comparable à celle de l'impulsion laser. On considère aussi que le train se superpose dans le même endroit, sans dispersion transversale (mais sur le dessin on a volontairement élargi le train transversalement pour mieux mettre en évidence l'aspect qualitatif de la superposition).

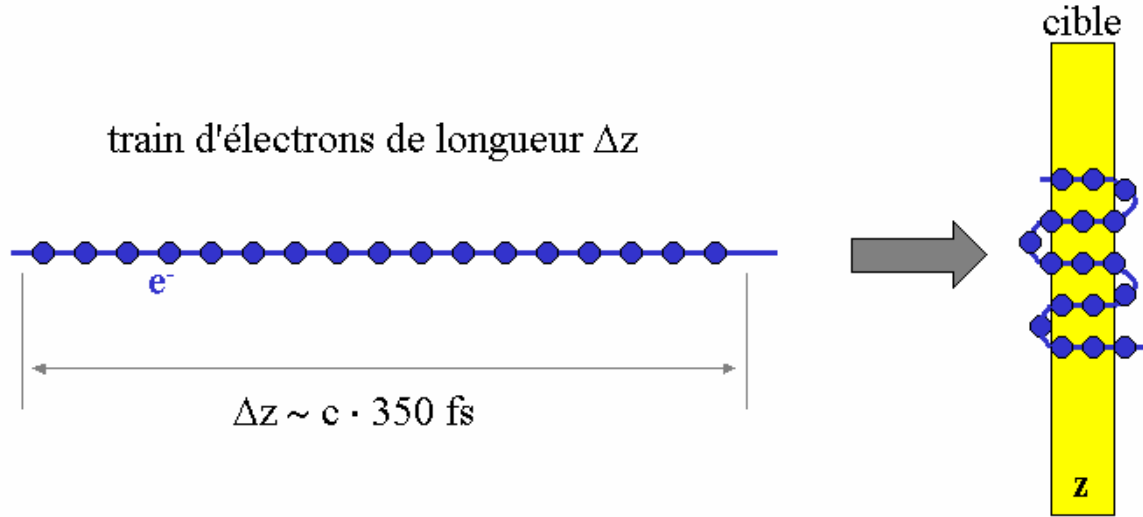


Figure 7.14. Augmentation de la densité électronique en face arrière (et avant) de la cible par superposition du train d'électrons sur lui-même, pour des cibles plus minces que la demi-longueur spatiale de l'impulsion laser.

On suppose que la densité surfacique résultante est proportionnelle au rapport entre la longueur du train électronique et l'épaisseur de la cible et du plasma (7.24), comme on peut voir schématisé dans la figure 7.14.

$$N_a' \sim N_a (1/2)(\Delta z/(z+2c_s t)) \quad (7.24)$$

Donc on doit tenir compte aussi du fait que la densité surfacique change avec l'épaisseur de la cible (seulement pour les cibles minces: $z < \Delta z/2$).

Combinant (7.22), (7.23) et (7.24), le coefficient de réflexion $R(t,z)=[1-\xi(t,z)]$ sera la solution de l'équation transcendante (7.25):

$$\left(\frac{1}{1-R}\right) \ln\left(\frac{1}{1-R}\right) - \frac{1}{5} \cdot \frac{4\pi n_e N_{tot}}{\pi(z \cdot \tan(\theta))^2} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta z}{z+2c_s t}\right) \cdot \left(c_s t + 30 \cdot z \cdot \exp\left[-\frac{c_s t}{z \cdot \tan(\theta)}\right]\right) = 0 \quad (7.25)$$

où l'on a supposé que le rayon de courbure du front d'expansion (le rayon r dans (7.23)) s'exprime sous la forme:

$$r(z,t) = c_s t + 30 \cdot z \cdot \exp\left[-\frac{c_s t}{z \cdot \tan(\theta)}\right] \quad (7.26)$$

Ceci signifie qu'à l'instant $t = 0$ le front du plasma est quasi-plan ($r_0 \rightarrow \infty$), parallèle à la cible, et devient vite quasi-sphérique* avec la détente du plasma ($r \sim c_s t$), comme montré en figure 7.15. Même si les électrons arrivent en face arrière à des instants différents (à cause de la différence de trajet suivant l'angle), leur vitesse est beaucoup plus grande que celle du plasma, donc on peut considérer le front initial plan. Numériquement on prend $r_0 \sim 30z \gg z \cdot \tan(\theta)$.

* pour la simplicité on considère un front sphérique, mais en réalité il est plutôt parabolique.

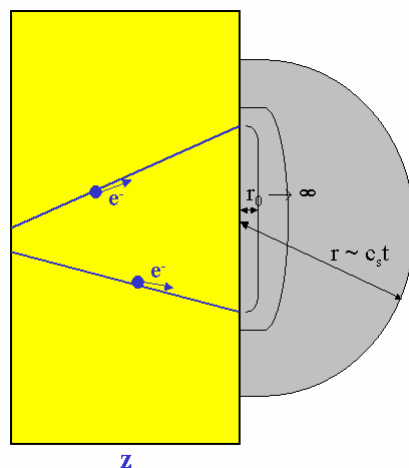


Figure 7.15. L'évolution de la forme du front d'ionisation en fonction du temps. Le front devient sphérique après un temps suffisamment long, dépendant aussi de la taille transversale initiale.

La figure 7.16 montre l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur et du temps, calculé avec (7.25). On observe une tendance de diminution de R avec l'épaisseur de la cible. Par contre, la variation avec le temps n'est pas évidente. Pour des temps très petits le coefficient R est quasi-unitaire, car le plasma n'est pas encore développé et la face arrière est toujours plane, donc tous les électrons retournent dans la cible. Pour des grands instants le front d'expansion devient quasi-sphérique, au fur et à mesure que le plasma se détend. En fonction du rayon de courbure de ce front d'expansion la fraction d'électrons perdus est plus ou moins importante. Si le rayon de courbure est suffisamment grand devant les dimensions transversales du faisceau d'électrons, le front d'ionisation peut être reconsidéré plan ($c_s t \rightarrow \infty$) et R augmente.

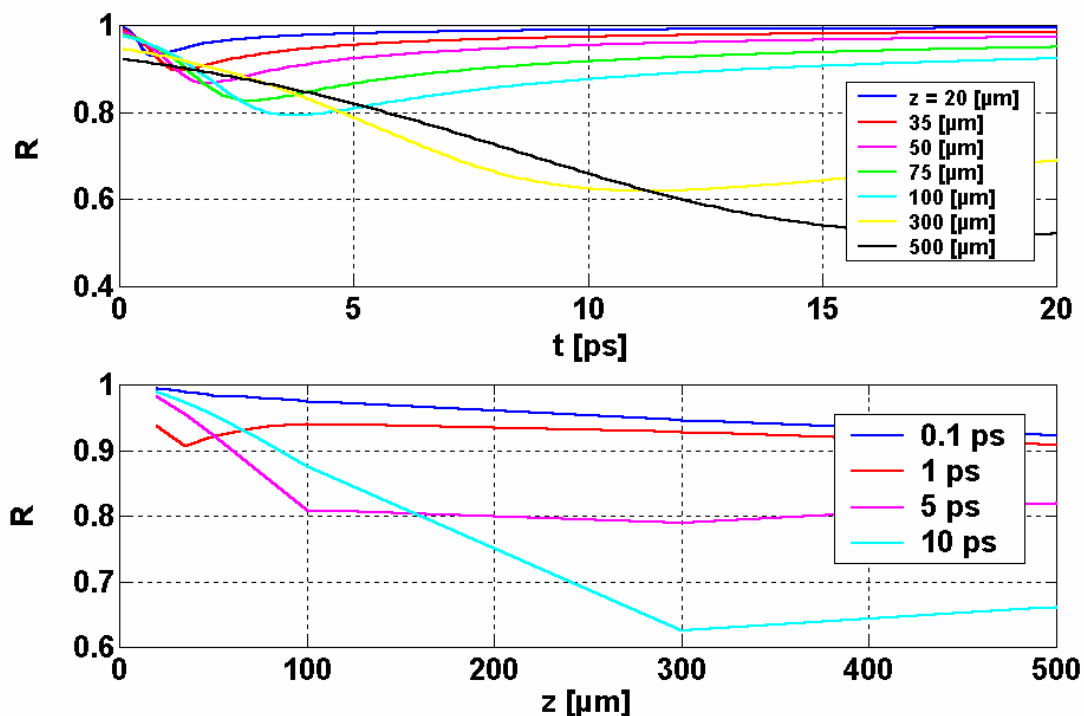


Figure 7.16. Coefficient de réflexion en fonction du temps pour plusieurs épaisseurs (en haut), ou en fonction de l'épaisseur pour plusieurs instants (en bas).

Avec le coefficient de réflexion $R(t,z)$ estimé plus haut on peut maintenant intégrer numériquement (7.20) pour trouver l'évolution du temps d'émission t_f en fonction de l'épaisseur de la cible: $t_f = t_f(z)$. La figure 7.17 montre cette évolution, comparée aux points expérimentaux.

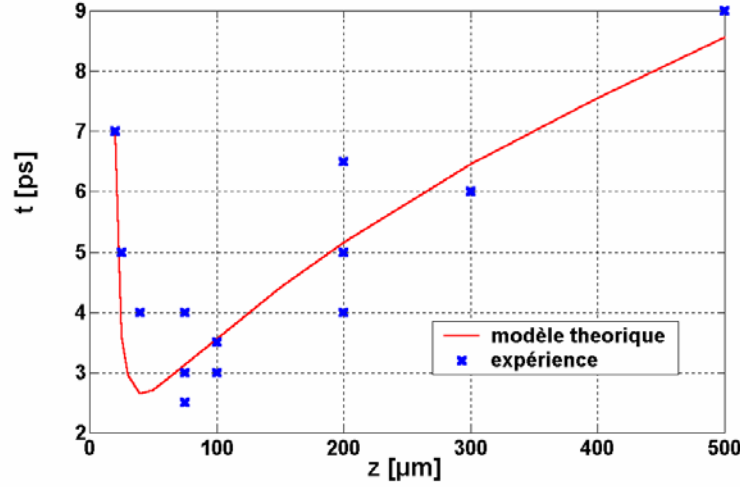


Figure 7.17. Estimation théorique du temps d'émission en fonction de l'épaisseur de la cible (courbe en continu). Les "x" sont des points expérimentaux.

L'augmentation du temps d'émission pour les épaisseurs minces est imposée par le coefficient R très proche de l'unité. Ce coefficient baisse avec l'épaisseur, mais, cependant, la durée de traversée de la cible augmente avec l'épaisseur, expliquant la branche droite de la figure 7.17.

VII.B.3. Estimation du nombre des allers-retours

Par la suite on va supposer des cycles discrets pour trouver le nombre de cycles parcourus pendant le temps t_f trouvé précédemment.

La figure 7.18 montre un cycle complet effectué par les électrons, tenant compte de la distance parcourue dans le plasma. Le cycle commence à l'instant t_0 dans le point "1" et dure pendant un temps $\Delta t(t_0)$. A cet instant le plasma a déjà une épaisseur $\sim c_s \cdot t_0$. La vitesse du plasma étant beaucoup plus petite que la vitesse des électrons, on considère le plasma fixe pendant la traversée par les électrons. On trouve la durée d'un cycle complet qui commence à l'instant t_0 de la forme (7.27):

$$\Delta t_{\text{cycle}}(t_0) \approx \frac{4c_s t_0}{c} \left(1 + \frac{c_s}{c} \right) + \frac{2z}{c} \left(1 + 3 \frac{c_s}{c} + 2 \frac{c_s^2}{c^2} \right) = 0.44 \cdot t_0 + 2.64 \cdot \frac{z}{c} \quad (7.27)$$

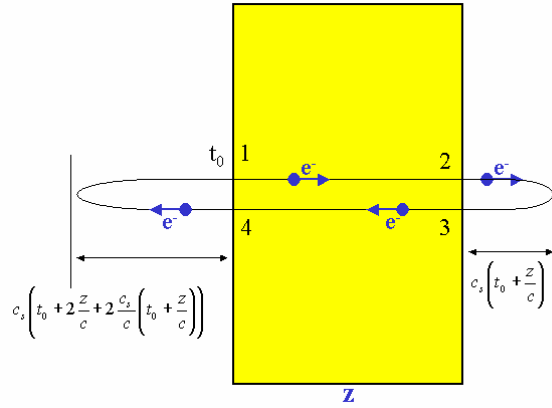


Figure 7.18. Représentation d'un cycle complet afin d'estimer la durée de ce cycle.

Par des itérations successives de 7.27 on trouve, en figure 7.19, le nombre de cycles parcourus par les électrons pendant le temps d'émission t_f , en fonction de l'épaisseur de la cible.

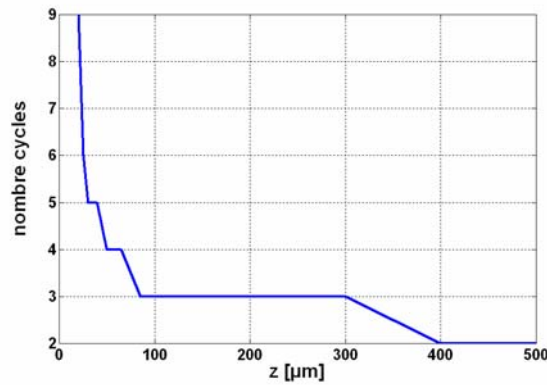


Figure 7.19. Nombre de cycles parcourus par les électrons pendant le temps d'émission, en fonction de l'épaisseur de la cible.

On observe que pour les cibles minces on a un grand nombre de cycles ce qui est en accord avec les hypothèses de ce modèle.

Cependant, pour les cibles épaisses 2-3 allers-retours suffisent pour expliquer le temps d'émission. Même si on sort de l'hypothèse d'un grand nombre des cycles, le modèle reste correct aussi dans ce cas des cibles épaisses.

On peut noter cependant que, dans le cas des cibles épaisses, l'épaisseur de la cible étant plus grande que la longueur du train d'électrons, on s'attendrait à voir une émission discontinue à chaque arrivée des électrons en face arrière. Mais expérimentalement on ne peut pas observer cette discontinuité, car la résolution temporelle de la caméra Streak est limitée à 2 ps.

VII.B.4. Discussion sur la conservation du contraste des paquets

On se pose la question si le signal CTR peut se conserver pendant toutes ces réflexions. Physiquement, les paquets doivent garder un contraste suffisant pendant tous ces trajets pour que le rayonnement cohérent soit toujours observable sur le détecteur.

La **figure 7.20** montre un exemple de profil temporel expérimental, pour une cible de 200 μm . On observe dans l'allure générale que le pic présente une dissymétrie, c'est à dire il commence par une pente très raide jusqu'au maximum et après il descend moins vite vers le fin. Cette observation reste valable pour la plus grande partie des données expérimentales. On pense que ceci est dû à la perte de densité électronique et de cohérence lors de chaque cycle, comme le prévoit le modèle théorique.

On observe aussi des structures locales qui nous font supposer que l'enveloppe du signal est constituée d'une superposition des plusieurs pics individuels décalés en temps et avec des différentes intensités. Il est possible que ces pics soient les signaux individuels de chaque cycle parcouru par les électrons. On observe que l'enveloppe (à mi-hauteur) contient deux pics, écartés de $\sim 1.5 - 2$ ps, ce qui correspond en gros au intervalle de temps estimé avec (7.27). On prend quand même ce résultat avec précaution, car la résolution spectrale de la caméra Streak est de seulement ~ 2 ps.

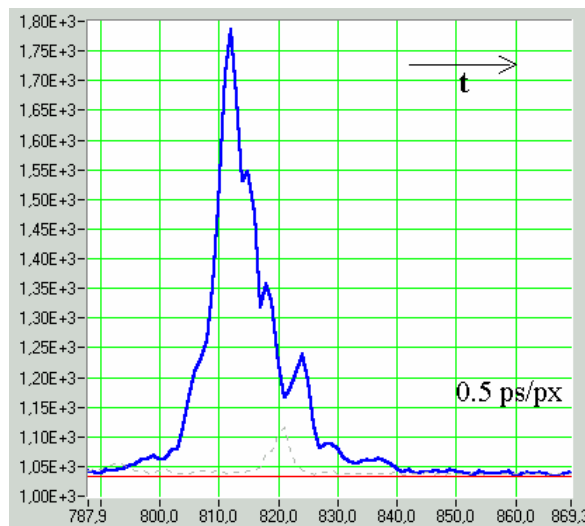


Figure 7.20. Profil temporel de la durée du signal CTR, pour une cible de 200 μm d'AL.

Les simulations PIC, dans un cas relativement simple (**chapitre II.D.3**), montrent que les paquets peuvent survivre après les premières réflexions sur les parois de la cible, même si le contraste est dégradé. On voit également que les paquets sont courbés dans l'espace des phases, témoignant de la re-compression temporelle des paquets.

Ces aspects sont étudiés aussi de façon analytique simpliste dans l'**annexe 6**. Les calculs montrent que, effectivement, les paquets électroniques sont re-comprimés temporellement pendant le freinage dans le champ électrostatique, et cette compression compense d'une façon satisfaisante l'élargissement des paquets à cause de la dispersion en vitesses. Ceux-ci prévoient la possibilité de garder une cohérence satisfaisante pendant un grand nombre de réflexions, expliquant les résultats expérimentaux qui montrent des durées d'émission (à mi-hauteur) de quelques ps, soit plusieurs fois la durée du train d'électrons (qui est ~ 350 fs).

VII.C. Discussion sur le plasma créé par les électrons

Deux types de longueurs sont importants pour le rayonnement de transition: la longueur de formation et l'épaisseur de peau:

- la longueur de formation du rayonnement de transition (voir chapitre IV.A) est la longueur pendant laquelle le rayonnement a une cohérence constructive. Donc pour avoir une émission du rayonnement de transition, il faut qu'elle provienne d'une région avec une telle taille.
- l'épaisseur de peau est la distance parcourue par le rayonnement dans un milieu sur-critique avant que son intensité baisse de $\sim e = 2.71$ fois. Alors il faut que l'épaisseur de peau soit plus grande que la longueur de formation pour avoir une émission efficace du rayonnement de transition. Dans l'aluminium cette condition est bien respectée.

On a vu que les électrons ionisent la cible en face arrière instantanément (< 1 fs), donc même au premier passage ils rencontrent un plasma déjà formé. C'est à dire la transition ne se fait pas entre l'aluminium et le vide, comme dans le cas idéal, mais entre l'aluminium et le plasma. Donc il faut voir quelle est la différence entre les deux cas.

On considère un plasma sur-critique avec une échelle spatiale exponentielle de $\sim 30 \mu\text{m}$. La fréquence plasma s'exprime numériquement comme [Chen (1984)]:

$$\omega_p [\text{rad} / \text{s}] = 2\pi 9 \sqrt{n [\text{m}^{-3}]} \quad (7.28)$$

Par exemple pour la composante $2\omega_0 = 3.4 \times 10^{15} [\text{rad/s}]$ la densité critique est de $2.5 \times 10^{21} [\text{cm}^{-3}]$. Par conséquent on va considérer une densité maximale plus grande que cette densité critique, soit $10^{22} [\text{cm}^{-3}]$.

Dans la figure 7.21 (en haut) on montre ces deux longueurs en fonction de la position dans le plasma. La longueur de formation a été calculée avec la relation (4.A.5) du chapitre IV.A, pour un angle de 10° et une énergie de l'électron de 2 MeV. L'épaisseur de peau se calcule avec la relation:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \quad (7.29)$$

Dans la figure 7.21 (au milieu) on présente la partie réelle de l'indice de réfraction complexe et le module de la permittivité ($\epsilon^{1/2} = \tilde{n}$). Pour calculer de l'indice de réfraction complexe \tilde{n} on utilise la relation:

$$\tilde{n} = \frac{c}{v_f} = c \frac{k}{\omega} = \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}}{\omega} \quad (7.30)$$

Sur la sous-figure de bas (figure 7.21) on trace la fréquence plasma en fonction de la position dans le plasma.

On observe que dans la région sur-critique (de 0 à $\sim 31 \mu\text{m}$) la condition $\delta > L_f$ est respectée, mais, pour la plupart de cette zone, l'émission du rayonnement de transition n'est pas possible, car l'épaisseur de peau ($\delta \sim 0.1 \mu\text{m}$) reste bien inférieur à la distance jusqu'à la fin de cette zone de densité sur-critique (coordonné $\sim 31 \mu\text{m}$ dans le plasma).

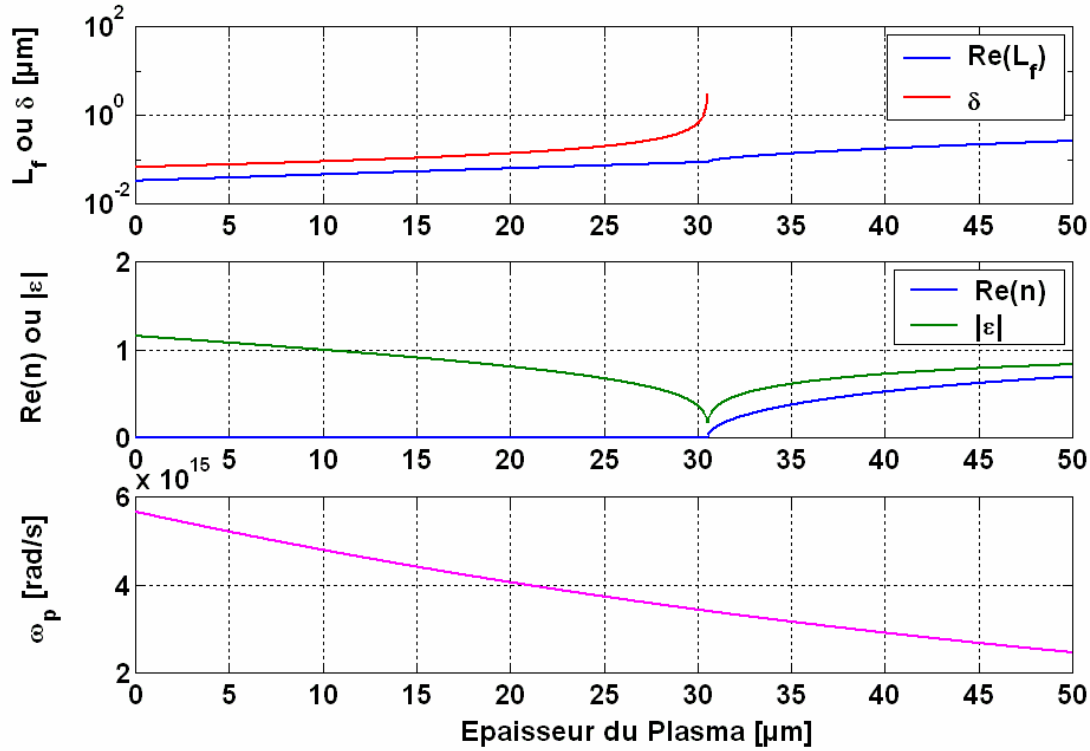


Figure 7.21. Longueur de formation (pour un électron de 2 MeV et un angle de 10°) et épaisseur de peau (en haut), partie réelle de l'indice de réfraction et module de la permittivité (au milieu) et la fréquence plasma (en bas), toutes en fonction de la position dans un plasma qui commence avec une densité sur-critique de 10^{22} cm^{-3} et qui a une échelle spatiale exponentielle de ~ 30 μm . La fréquence du rayonnement est $2\omega_p$.

Dans la proximité sur-critique (gauche dans notre cas) de la densité critique (< 1 μm) l'émission du rayonnement est possible, car la longueur de formation et l'épaisseur de peau le permettent. Le gradient de module de permittivité est de $\sim 0.4/\mu\text{m}$. De point de vue du rayonnement de transition ce gradient est beaucoup moins important que pour la transition aluminium/vide (où le $|\epsilon|$ varie brusquement de ~ 50 à 1 (pour $2\omega_0$)). Mais des estimations grossières montrent que la densité spectrale baisse de maximum un facteur 2, principalement pour les angles importants.

Toutefois, quelques phénomènes sont susceptibles d'intervenir dans ce cas. Une absorption résonante dans le plasma sous-critique n'est pas possible, car l'épaisseur de peau n'a plus de sens dans ce régime. On peut aussi négliger les absorptions par des autres mécanismes, car l'épaisseur du plasma est de seulement quelques dizaines de microns. Par contre le rayonnement peut subir une dispersion (temporelle ou angulaire).

La dispersion temporelle peut changer la vitesse de propagation des différentes fréquences. Cet aspect n'est pas important pour notre cas, car le détecteur utilisé (caméra Andor) fait une intégration pendant ~ 4 ns.

Une dispersion angulaire est possible à cause d'une réfraction progressive sur les couches du plasma. Même si la densité est variable suivant la position dans le plasma, l'indice de réfraction d'une certaine fréquence est toujours supérieur à l'indice de réfraction d'une fréquence plus petite (comparer les figures 7.21 et 7.22). Plus précisément:

$$n_{5\omega_0} > n_{4\omega_0} > n_{3\omega_0} > n_{2\omega_0}$$

Dans ce cas les harmoniques plus hautes sont déviées d'un angle moins important que celui correspondant aux fréquences plus petites.

Comme l'ouverture optique est limitée ($f/1.2$), on s'attend, par exemple, que l'harmonique $2\omega_0$ perde plus d'énergie (par déviation angulaire) que celle de $3\omega_0$ (sachant que la distribution angulaire est la même pour les deux fréquences, comme le montre l'annexe 1). Donc l'harmonique $3\omega_0$ devra être plus forte que $2\omega_0$ (on se réfère ici aux niveaux relatifs des harmoniques prévues par le modèle avec un seul type des paquets électroniques accélérés à la fréquence ω). Mais expérimentalement on observe une différence beaucoup plus importante que celle donnée par seule la dispersion angulaire, ce qui nous oblige toujours à soutenir l'existence de la deuxième population électronique dans des paquets périodiques à $2\omega_0$.

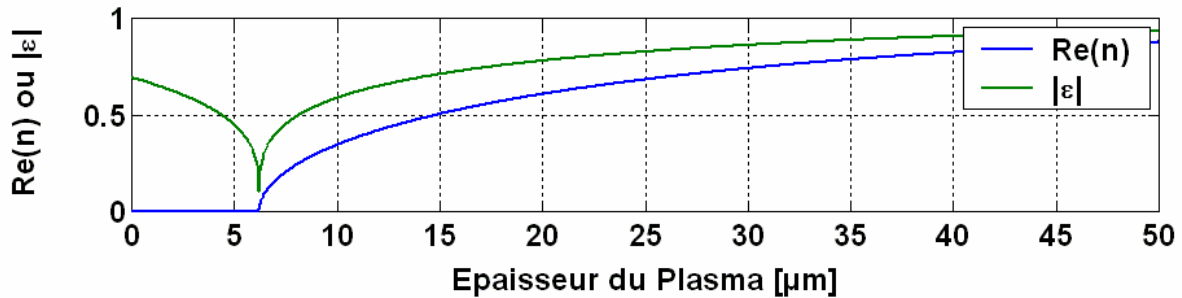


Figure 7.22. Partie réelle de l'indice de réfraction et module de la permittivité en fonction de la position dans un plasma qui commence avec une densité sur-critique de $10^{22} \text{ [cm}^{-3}]$ et qui a une échelle spatiale exponentielle de $\sim 30 \text{ } \mu\text{m}$. La fréquence du rayonnement est $3\omega_p$.

En conclusion le plasma créé en face arrière par les électrons ne change pas d'une façon significative les résultats du modèle CTR, pouvant ainsi négliger ces effets.

VII.D. Modèle qualitatif généralisé, confrontant les différents types d'analyses

Ce paragraphe sert de conclusion pour tous les modèles présentés dans ce chapitre. On a vu que pour chaque type d'analyse on peut expliquer les données expérimentales par un modèle simple individuel, mais l'ensemble des modèles peuvent sembler contradictoires entre eux.

1) D'abord, la dépendance du signal CTR avec l'épaisseur de la cible est compatible avec une population électronique ayant une température de $\sim 2 \text{ MeV}$, et supposant un seul passage dans la cible (une dispersion en vitesses correspondante à z).

2) Ensuite, l'analyse spatiale montre que la taille transversale de la tache d'émission en face arrière est proportionnelle à l'épaisseur de la cible et correspond à une propagation sur un cône de demi-angle d'ouverture de $\sim 10\text{-}17^\circ$. Là aussi on doit supposer un seul passage dans la cible, car sinon on aura toujours la même taille transversale, quelque soit l'épaisseur de la cible.

3) L'analyse temporelle, par contre, montre une durée d'émission du signal pendant plusieurs picosecondes, ce qui est au moins ~ 10 fois plus longue que la durée de l'impulsion laser (la durée du train d'électrons). Ceci impose le fait que les électrons soit re-injectés dans la cible plusieurs fois, ce qui n'est plus en accord avec les deux hypothèses précédentes.

Modèle général

On a vu que le profil temporel de l'émission présente une dissymétrie: il est d'abord très intense, et baisse avec une pente moins raide jusqu'à la fin. Cet aspect n'est pas très visible sur la partie intense du pic (partie plus intense que l'intensité à mi-hauteur), probablement du au fait que la résolution temporelle n'est pas suffisante. Mais physiquement on peut supposer que la plus grande partie du signal est émise pendant le premier passage. On explique de cette façon la dépendance avec l'épaisseur du signal CTR, qui est compatible avec la dispersion des vitesses pour un seul passage, mais sans contredire une re-circulation électronique dans la cible (qui est responsable de la partie moins intense et plus tardive du signal temporel). Ceci explique également l'analyse spatiale de l'émission, elle aussi étant compatible avec un seul passage.

Lors de la réflexion, les électrons ne conservent pas forcément leurs angles transversales de propagation, surtout lorsque cette réflexion se fait sur le bord d'un plasma. Expérimentalement on n'a pas observé un élargissement spatial de la tache d'émission en fonction du temps. On invoque toujours une résolution temporelle insuffisante.

Quant à l'imagerie de la face avant, elle est aussi compatible avec ce modèle, car on verra seulement le point d'émission des électrons par le laser. Les autres points de réflexion sur la face avant lors des réflexions ultérieures ne seront pas observables, car les électrons seront dilués sur une surface beaucoup plus grande.

En conclusion ce modèle est en accord avec l'ensemble des diagnostics expérimentaux: analyse spatiale, temporelle et spectrale et permet de diagnostiquer les électrons ultra-relativistes, balistiques et cohérents. On trouve que cette population contient une énergie totale de ~ 1 mJ, avec une température de ~ 2 MeV.

On peut identifier les mécanismes responsables pour l'accélération de ces électrons, qui sont le vxB ($\sim 60\%$) et le vacuum heating ($\sim 40\%$).

Ces électrons sont en grande partie confinés dans la cible par le champ électrostatique de la charge d'espace pendant des temps bien supérieurs à la durée du train d'électrons.

Chapitre VIII - Conclusions et perspectives

Le contexte général de cette étude est la fusion thermonucléaire contrôlée par Confinement Inertiel (FCI) et, plus particulièrement, l'Allumeur Rapide (Fast Ignitor). Dans ce schéma la maîtrise de la génération et du transport des électrons sont vitaux.

Cette thèse est une étude expérimentale de la génération et du transport des électrons rapides créés lors de l'interaction d'un laser ultra-intense ($> 10^{19}$ W/cm²) avec une cible solide.

Le diagnostic principal utilisé au cours de cette thèse est le rayonnement de transition. Ce rayonnement dépend des propriétés des électrons qui le produisent et donne des informations importantes sur ces électrons: leur énergie, température, géométrie de propagation, etc. Il s'agit des électrons cohérents et balistiques, ultra-relativistes.

Un autre type de rayonnement émis par les électrons est le rayonnement synchrotron. Bien qu'il soit moins important que le rayonnement de transition dans la plupart de nos conditions expérimentales, il pourrait devenir dominant pour les électrons sortant de la cible sous un angle important.

Au cours des expériences nous avons analysé le rayonnement de transition sous plusieurs aspects: analyse spectrale, dans la plage 200-700 nm (visible-UV), analyse temporelle, avec une résolution de ~ 2 ps, et analyse spatiale, par imagerie 2D.

Les différents résultats expérimentaux, analysés et expliqués par un modèle théorique, ont permis d'identifier les divers mécanismes de génération des électrons supra-thermiques en montrant que le signal CTR est émis par une partie des électrons qui sont cohérents, relativistes et balistiques. Plus précisément:

- **L'analyse spectrale** montre la présence de pics d'émission pour les fréquences harmoniques du laser. Ces pics sont accompagnés par un fond continu d'intensité plus faible. Pour expliquer ces pics on suppose que le faisceau d'électrons est modulé périodiquement, à la fréquence du laser. Un tel faisceau est capable d'émettre un rayonnement cohérent (**CTR - Coherent Transition Radiation**). L'intensité des pics baisse très vite avec l'épaisseur des cibles. De plus leur intensité relative peut aussi changer avec l'épaisseur des cibles (d'une façon moins importante). L'énergie des pics est décroissante avec la fréquence, mais la pente n'est pas constante. Pour expliquer tous ces aspects on a développé un modèle théorique 1D faisant intervenir le CTR qui suppose que les électrons sont émis en paquets périodiques, à la fréquence ω_0 et $2\omega_0$, afin de tenir compte des divers mécanismes susceptibles de créer de tels paquets (**chapitre II**: $v \times B$, vacuum heating, absorption résonante). Les électrons qui produisent

le CTR sont cohérents et relativistes et se propagent dans la cible d'une façon balistique (ils gardent leur vitesse et direction initiale). La distribution en énergie est de type Maxwellienne, avec une certaine température. Ces hypothèses sont justifiées du point de vue théorique et par les simulations PIC ([chapitre II](#)). Ce modèle avec ces différentes hypothèses décrit correctement les résultats expérimentaux. La forte dépendance en épaisseur est expliquée par la dispersion des vitesses qui étale les paquets en détruisant vite la cohérence temporelle. Cette dispersion dépend de la température de distribution. En comparant les courbes théoriques avec les point expérimentaux on trouve une température de **2 MeV**, qui est comparable avec celle prévue par les mécanismes d'accélération. Les intensités relatives des pics peuvent donner des informations importantes sur les mécanismes d'accélération. On trouve [[Popescu \(2005\)](#)], dans nos conditions expérimentales, que le principal mécanisme d'accélération est le **$\mathbf{J \times B}$** , qui produit **~60%** des électrons, groupés en paquets à la fréquence $2\omega_0$. Le reste des **40%** d'électrons est accéléré par le vacuum heating ou l'absorption résonnante et donne des paquets à la fréquence du laser. L'énergie totale contenue dans ces électrons est de quelques **mJ**. Cependant, cette énergie concerne seulement les électrons cohérents avec des énergies relativistes, plus grandes que la température de distribution. Les autres électrons, moins énergétiques, ne sont pas détectables avec ce diagnostic, étant complètement dominés par le signal CTR. D'autres diagnostics (par exemple spectroscopie X- K_α) montrent que ces électrons de faible énergie sont beaucoup plus nombreux que les électrons relativistes cohérents, ayant une énergie totale de l'ordre de $\sim 1\text{J}$ [[Roth \(2002\)a, b](#), [Martinolli \(2003\)](#), [Beg \(1997\)](#), [Pisani \(2000\)](#)].

La partie continue du spectre, dans la région UV est probablement due à l'émission du rayonnement du corps noir. L'analyse de ce rayonnement permet de mesurer la température de la face arrière de la cible (qui est donnée par la pente du spectre continu). On trouve une température de quelques eV, ce qui est comparable avec les résultats d'autres diagnostics. La taille de la zone chauffée est de quelques centaines de microns carrés, pour une durée de quelques picosecondes.

- **L'analyse temporelle** montre que la durée d'émission du signal CTR dépend de l'épaisseur de la cible: on trouve une courbe en forme de U. Pour les cibles minces ($\sim 20\text{ }\mu\text{m}$) la durée est de 7 ps, et décroît avec l'épaisseur jusqu'à $\sim 2\text{-}3\text{ ps}$ (résolution temporelle de la caméra), pour une cible de $100\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Ensuite, la durée augmente avec l'épaisseur jusqu'à quelques dizaines de picosecondes, pour une épaisseur de quelques centaines de microns.

Pour expliquer cette courbe on fait appel à un modèle de re-circulation. On sait qu'aux extrémités de la cible un fort champ électrique statique est formé. Ce champ est suffisamment fort pour freiner les électrons et les réinjecter dans la cible. Ils peuvent ainsi être réinjectés et re-circuler plusieurs fois dans la cible expliquant l'augmentation de la durée du signal mesuré expérimentalement.

Les simulations montrent que la structure périodique du faisceau peut survivre après les réflexions sur les parois et conserver la cohérence (partiellement).

- **L'analyse spatiale** a été réalisée par imagerie 2D de la face arrière ou de la face avant, suivant la position de la lentille de reprise par rapport à la cible.

Dans la configuration de l'imagerie 2D de la face arrière on observe que la taille de la zone émissive augmente avec l'épaisseur de la cible, ayant un angle moyen de demi-ouverture de $10\text{-}20^\circ$. Cet angle représente la convolution entre l'angle de divergence du faisceau d'électrons et la taille initiale transversale du faisceau (émittance).

Pour le cas de l'imagerie de la face avant, on observe une petite tache lumineuse dont la taille ne change pas de façon significative en fonction de l'épaisseur de la cible. Les photons

sont évidemment les mêmes que pour le cas de l'imagerie face arrière. Cette tache, correspondant à la tache focale du laser, serait le point source des électrons. Cette "observation" en face avant de la cible est rendue possible car les électrons sont cohérents et forment une onde sphérique. Alors les photons qu'ils émettent ont aussi un front de phase sphérique, comme si le rayonnement était émis d'un point source de la face avant de la cible.

Bien que le CTR ne concerne que des électrons rapides (ultra-relativistes), cohérents et balistiques, il s'avère néanmoins un diagnostic intéressant pour la compréhension du transport des électrons dans la matière et l'identification des mécanismes d'accélération. De plus ce sont ces électrons qui sont impliqués pour l'allumeur rapide.

Pour les expériences prochaines on peut envisager la détection du rayonnement sous un angle très grand par rapport à la normale à la cible. Ceci permet de mesurer le rayonnement synchrotron seul, car le rayonnement de transition suit principalement la direction des électrons (supposés en direction normale à la cible). Même dans le cas d'une incidence oblique on peut réduire le rayonnement de transition en choisissant un domaine spectral et une cible tels que la cible soit transparente à cette longueur d'onde.

Les rayonnements émis directement par les électrons ne sont pas envisageables, quel que soit leur type, car le signal émis sera toujours dominé par le CTR. Il faudra donc trouver d'autres types de diagnostics capables de mesurer la population électronique moins énergétique et non cohérente.

Pour mieux comprendre la variation de la durée d'émission du signal CTR (courbe en "U") avec l'épaisseur de la cible, on pourrait envisager des cibles ayant en face arrière une couche isolante. Ceci pourrait réduire le champ électrostatique en face arrière des cibles, favorisant ainsi une partie plus importante des électrons qui s'échappent de la cible et qui aura pour conséquence directe de modifier la re-circulation.

Une attention particulière est accordée actuellement aux cibles en forme de cône. Ces cibles sont supposées avoir trois avantages dans le contexte de l'allumeur rapide. Le premier est le guidage laser dans le plasma de couronne, le laser se propageant à l'intérieur du cône. Un deuxième avantage pourrait être une meilleure focalisation du laser vers le sommet du cône, par des réflexions successives sur les parois intérieures du cône. Enfin, un autre avantage serait le guidage des électrons vers le sommet du cône. Dans ce contexte, le diagnostic reposant sur l'émission CTR pourrait mettre en évidence ces effets en démontrant l'augmentation du signal CTR dans le cas d'un cône par rapport à une cible habituelle de même épaisseur.

Enfin, ces études devront être élargies aux cas des milieux denses (au lieu des cibles métalliques), plus proches des conditions du combustible DT chaud et comprimé. Une haute densité du plasma combustible devrait favoriser un bon courant de retour. Par contre, la très haute température de ce milieu pourrait fortement affecter la propagation des électrons en modifiant en particulier leur pouvoir d'arrêt.

Annexe 1 - Rayonnement de transition

A1.I. Rayonnement de transition optique produit lors de la traversée d'une lame mince sous incidence quelconque

Le rayonnement de transition suit les lois habituelles de la réflexion et de la réfraction. On a vu que l'électron à l'origine du rayonnement peut être représenté par un nouage des pseudo-photons [Wartski (1976)] dont la lumière émise vers l'avant (au niveau de l'interface) est l'onde réfractée, la rétro-émission étant considérée comme une onde réfléchie. On suppose que l'électron garde sa vitesse initiale même après la traversée de l'interface, ce qui est parfaitement justifiée dans le cas des particules relativistes. En plus, la perte d'énergie de l'électron par rayonnement de transition reste faible devant l'énergie totale de la particule (le rayonnement émis est de l'ordre de l'eV, alors que l'énergie de l'électron est de l'ordre du MeV).

Dans la suite on va étudier les transitions milieu/vide et vide/milieu. Les résultats peuvent être facilement étendus à d'autres types de transitions.

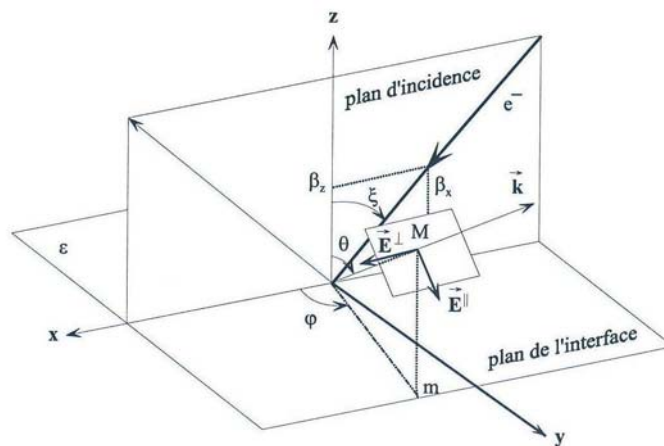


Figure A1.3. Représentation des champs électriques (parallèle et perpendiculaire) émis par un électron arrivant à l'interface sous incidence oblique.

Dans la **figure A1.3** on a un électron qui arrive à l'interface sous incidence oblique (angle ξ), en traversant le milieu de permittivité ϵ . La trajectoire de l'électron est contenue dans le plan xOz , ayant les projections sur les axes Ox et Oz , respectivement, $\beta_x = \beta \sin \xi$ et $\beta_z = \beta \cos \xi$. L'observation se fait dans la direction du vecteur \vec{k} , direction repérée en coordonnées sphériques par le doublet des angles (θ, φ) . Les angles θ et ξ sont repérés par rapport à la normale à l'interface, soit l'axe Oz . On appelle plan d'onde le plan qui contient le vecteur d'onde \vec{k} et qui est perpendiculaire à l'interface. Soit E'' la composante du champ électrique contenue dans ce plan (au niveau du point d'observation M). E^\perp est la composante perpendiculaire à ce plan. L'intensité rayonnée a donc deux parties correspondantes à ces deux champs: la composante parallèle (polarisation p) et la composante perpendiculaire (en polarisation s). On fait les notations suivantes pour ces deux composantes de l'intensité, émis par unité de fréquence et d'angle solide:

$$\frac{d^2 I''}{d\omega d\Omega} \text{ pour la composante parallèle (p),}$$

$$\frac{d^2 I^\perp}{d\omega d\Omega} \text{ pour la composante perpendiculaire (s),}$$

où $d\omega$ est l'intervalle de fréquence et $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ est l'angle solide autour de la direction d'observation (θ, φ) . Pour le cas d'une cible mince, d'épaisseur d et de permittivité ϵ , placée dans le vide, les intensités associés pour les deux composantes du champ électrique rayonné dans la direction de réflexion quasi-spéculaire (direction notée par l'indice "-") sont:

$$\frac{d^2 I''}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \frac{\beta_z^2 \mu^2}{\sin^2 \theta} \left| \frac{1-\epsilon}{d_1 \delta_+ \delta_- \gamma_+ \gamma_-} \right|^2 \left| \left[\sin^2 \theta (\gamma_- - \beta_z^2) + (1-\rho) \beta_z \sigma \right] m_- \gamma_- \exp(it\sigma) + \right. \\ \left. + \left[\sin^2 \theta (\gamma_+ - \beta_z^2) - (1-\rho) \beta_z \sigma \right] m_+ \gamma_+ \exp(-it\sigma) - 2\sigma \delta_- \left[\sin^2 \theta (\delta_+ - \epsilon \beta_z^2) + (1-\rho) \beta_z \mu \epsilon \right] \exp(it\rho/\beta_z) \right|^2 \quad (\text{A1.1})$$

et

$$\frac{d^2 I^\perp}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \beta_z^4 \mu^2 \sin^2 \theta \varphi \beta_z^2 \left| \frac{1-\epsilon}{d_2 \delta_+ \delta_- \gamma_+ \gamma_-} \right|^2 \left| n_+ \gamma_- \exp(-it\sigma) + n_- \gamma_+ \exp(it\sigma) - 2\sigma \delta_- \exp(it\rho/\beta_z) \right|^2 \quad (\text{A1.2})$$

avec les notations suivantes (**A1.3**):

$$\begin{aligned} \mu &= \cos \theta, \quad \beta_z = \beta \cos \xi, \quad \beta_x = \beta \sin \xi, \\ \delta_\pm &= \rho \pm \beta_z \mu, \quad \gamma_\pm = \rho \pm \beta_z \sigma, \quad m_\pm = \sigma \pm \mu \epsilon, \quad n_\pm = \sigma \pm \mu, \\ \rho &= 1 - \beta_x \cos \varphi \sin \theta, \quad t = \omega d / c, \\ \sigma^2 &= \epsilon - 1 + \mu^2 (\text{Im} \sigma > 0), \\ d_1 &= m_-^2 \exp(it\sigma) - m_+^2 \exp(-it\sigma), \\ d_2 &= n_-^2 \exp(it\sigma) - n_+^2 \exp(-it\sigma). \end{aligned}$$

Ces relations sont valables aussi pour le cas de la transition milieu/vide, en remplaçant β_z par $-\beta_z$.

On observe déjà que l'intensité dépend assez fortement (quadratiquement) de la différence de constante diélectrique des deux milieux. Si l'observation se fait dans le plan de polarisation, alors le rayonnement est complètement polarisé ($\varphi=0$, donc la composante perpendiculaire est nulle). Pour les autres directions la polarisation est elliptique, avec les deux composantes non-nulles. On peut montrer que l'émission est prépondérante sur un cône dont le demi-angle d'ouverture dépend seulement du facteur relativiste de la particule:

$$\theta_{\max, 1/2} = 1/\gamma$$

A1.II. Le rayonnement de transition produit lors de la traversée d'un milieu épais

Les relations précédentes sont valables pour n'importe quelle épaisseur de la cible. Si cette épaisseur devient beaucoup plus grande que la longueur de formation (ce qui est souvent le cas) alors ces relations se simplifient:

$$\frac{d^2 I_{//}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta_z^2 \mu^2}{\pi^2 c \sin^2 \theta} \left| \frac{1-\varepsilon}{m_+ \delta_+ \delta_- \gamma_+} \right|^2 \left[\sin^2 \theta (\gamma_+ - \beta_z^2) - (1-\rho) \beta_z \sigma \right]^2 \quad (A1.4)$$

$$\frac{d^2 I_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \beta_z^4 \mu^2 \sin^2 \varphi \beta_z^2 \left| \frac{1-\varepsilon}{n_+ \delta_+ \delta_- \gamma_+} \right|^2 \quad (A1.5)$$

Dans cette forme réduite on peut introduire les coefficients de Fresnel, de réflexion et de réfraction, pour les deux polarisations:

$$\text{Parallèle:} \quad r_{//} = -\frac{m_-}{m_+} \quad \text{et} \quad t_{//} = \frac{2\mu\sqrt{\varepsilon}}{m_+} \quad (A1.6)$$

$$\text{Perpendiculaire:} \quad r_{\perp} = -\frac{n_-}{n_+} \quad \text{et} \quad t_{\perp} = \frac{2\mu}{n_+} \quad (A1.7)$$

Avec les nouvelles notations, les relations de l'intensité du rayonnement de transition deviennent:

$$\frac{d^2 I_{//}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \frac{|\beta_z + \mu|^2}{\sin^2 \theta} \left| \frac{1}{\delta_+} + \frac{(\beta_z - \mu) r_{//}}{(\beta_z + \mu) \delta_-} \frac{(\varepsilon \beta_z + \sigma) t_{//}}{(\beta_z + \mu) \varepsilon \gamma_+} \right|^2 \quad (A1.8)$$

$$\frac{d^2 I_{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \beta_z^2 \sin^2 \varphi \left| \frac{1}{\delta_+} + \frac{r_{\perp}}{\delta_-} \frac{t_{\perp}}{\sqrt{\varepsilon} \gamma_+} \right|^2 \quad (A1.9)$$

On peut identifier ces équations sous la forme d'une onde plane qui arrive à l'interface séparant deux milieux homogènes et qui se décompose en une partie réfléchi et une partie réfractée, comme dans la [figure A1.2](#):

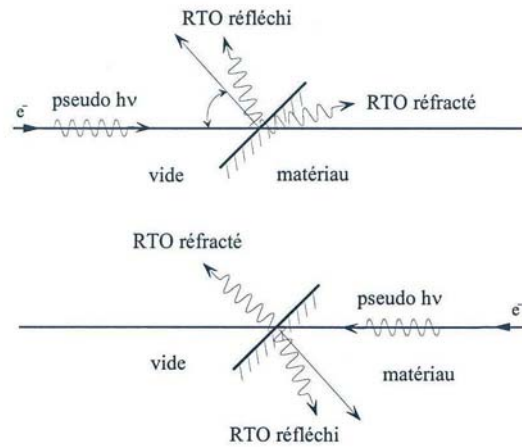


Figure A1.2. *Modèle du pseudo-photon associé à l'électron. Ce pseudo-photon subit les lois habituelles de la réflexion et la réfraction.*

Cette forme est compatible avec le modèle du photon virtuel associé à l'électron. Donc pour le cas d'une transition milieu/vide c'est la composante réfractée (transmise) que l'on observe en face arrière de la cible.

Il faut noter que pour les particules relativistes c'est la partie du rayonnement émise vers l'avant (en direction de l'électron incident) qui est la plus importante. Ceci résulte du terme γ_+ qui se trouve au dénominateur du terme de transmission pour les deux polarisations, et s'écrit:

$$\gamma_+ = 1 - \beta_x \cos \varphi \sin \theta + \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \quad (\text{A1.10})$$

pour la retro-émission.

Pour l'émission vers l'avant on trouve:

$$\gamma_- = \gamma_+ = 1 - \beta_x \cos \varphi \sin \theta - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \quad (\text{A1.11})$$

A1.III. La permittivité électrique $\varepsilon(\omega)$ de l'aluminium

Dans cette thèse on travaille particulièrement sur la plage spectrale visible et proche UV, sur des cibles d'Al. On verra que dans ce domaine l'émission du rayonnement de transition n'a pas une variation trop importante avec la fréquence. Par contre, en dehors de cette plage le rayonnement de transition peut avoir des variations importantes avec la fréquence.

Pour les petites longueurs d'onde il faut étudier la variation spectrale de la constante diélectrique des matériaux, car c'est celle ci qui joue le rôle le plus important. On utilise le modèle du gaz d'électrons libres (modèle Drude) qui permet d'exprimer la constante diélectrique comme:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \quad (\text{A1.12})$$

quel que soit le matériau. ω est la fréquence du rayonnement considéré et ω_p la pulsation plasma du milieu, qui s'exprime:

$$\omega_p = \frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} = \frac{Z \rho}{A} \frac{e^2}{m_e \varepsilon_0} = 3.183 \cdot 10^3 \frac{Z \rho [\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]}{A [\text{kg}]} \quad (\text{A1.13})$$

avec:

- n_e : densité électronique [m^{-3}],
- $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ [C] : charge de l'électron,
- $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$ [kg] : masse de l'électron,
- $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ [F/m] : permittivité du vide,
- Z : numéro atomique de l'élément,
- $A = (\text{nombre de masse} \times 1.66 \cdot 10^{-27})$ [kg] : masse atomique de l'élément,
- ρ [kg/m^3] : masse volumique de l'élément

La liste suivante présente les valeurs numériques de la fréquence plasma pour quelques éléments habituels:

Element		ω_p [eV]	ω_p [rad/s]	λ_p [nm]
Beryllium	Z=4; A=9	25.9	$3.93 \cdot 10^{16}$	47.9
Carbon	Z=6; A=12	38.2	$5.79 \cdot 10^{16}$	32.5
Aluminium	Z=13; A=27	32.9	$4.99 \cdot 10^{16}$	37.7
Or	Z=79; A=197	80.1	$1.21 \cdot 10^{17}$	15.5
Platinum	Z=78; A=195	84.5	$1.28 \cdot 10^{17}$	14.7
Mylar (C ₁₀ H ₈ O ₄)	$\rho=1.4 \text{ kg/m}^3$	24.5 [Jackson (1975)]	$3.71 \cdot 10^{16}$	50.6

Dans la suite on se concentre sur les propriétés de l'aluminium, ceci étant le matériel le plus utilisé dans le diagnostic des électrons par rayonnement de transition. A partir de [Gray (1972)] on trace la dépendance spectrale de la permittivité de l'aluminium, ainsi que l'indice de réfraction complexe associé, sur la plage de 200 à 700 nm (figure A.1.3).

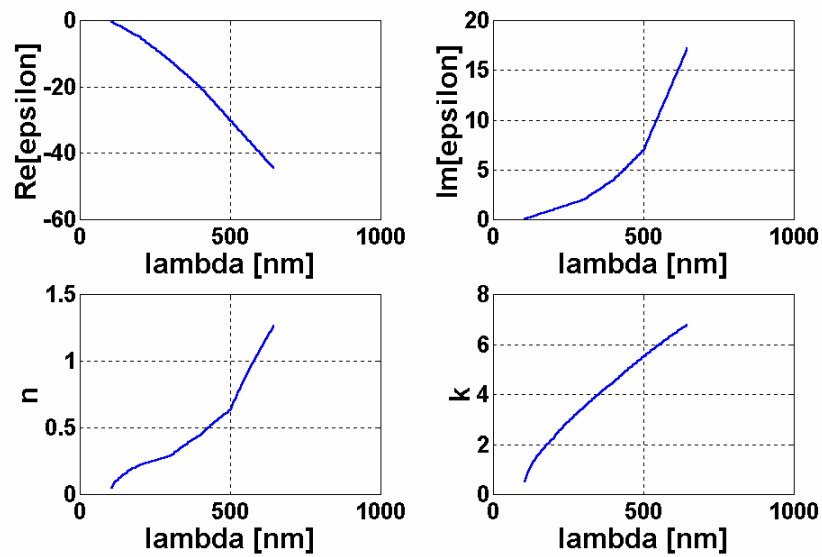


Figure A1.3. Permittivité ϵ et indice de réfraction (réel et imaginaire) de l'Al, en fonction de la longueur d'onde.

La figure A1.4 montre le module de la permittivité sur ce domaine, visible et proche UV. On observe que pour des longueurs d'onde plus grandes que 200 nm ce module est bien supérieur à l'unité.

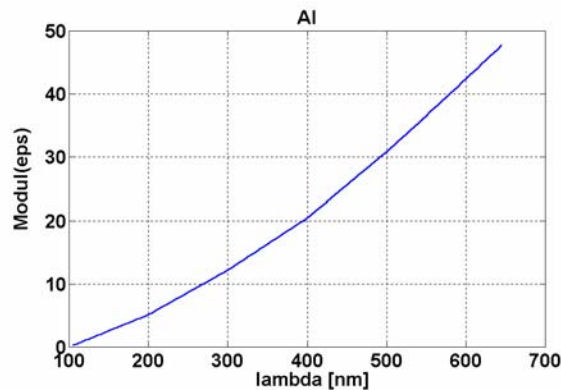


Figure A1.4. Module de la permittivité de l'Al en fonction de la longueur d'onde. Pour les longueurs d'onde plus grandes que 200 nm le module de la permittivité est bien supérieur à l'unité.

Le coefficient de réflexion est défini comme:

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (\text{A1.14})$$

où n et k représentent la permittivité complexe: $\sqrt{\epsilon} = n + i \cdot k$. Les valeurs de n et k en fonction de la longueur d'onde sont représentées sur la [figure A1.3](#). Sur la [figure A1.5](#) on observe que la réflectivité est quasi-constante ($R \approx 1$) sur la plage spectrale de 200 à 700 nm ce qui est une conséquence directe de $|\epsilon| \gg 1$. On verra que le spectre du rayonnement de transition émis dans le cas métal/vide ne dépend pas de la permittivité ϵ du matériel tant que ce coefficient reste bien supérieur à l'unité.

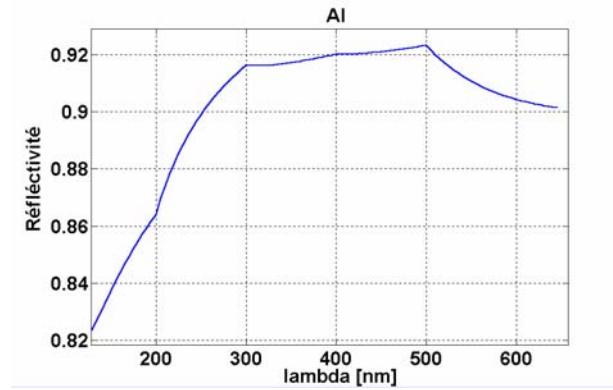


Figure A1.5. La réflectivité de l'Al est proche de l'unité pour les longueurs d'onde plus grandes que 200 nm.

A1.IV. Dépendance angulaire et spectrale en incidence normale

A partir de la relation générale (4.A.6) et en considérant que $\epsilon(\omega)$ suit les valeurs de la [figure A1.3](#), on trace la dépendance angulaire de l'OTR pour deux énergies différentes et pour plusieurs fréquences (visibles et UV) ([figure A1.6](#)). On observe que sur cette plage spectrale (200–600 nm) la fréquence ne change pas la distribution angulaire (seulement 2% de différence entre $2\omega_0$ et $5\omega_0$, pour un angle de 20°).

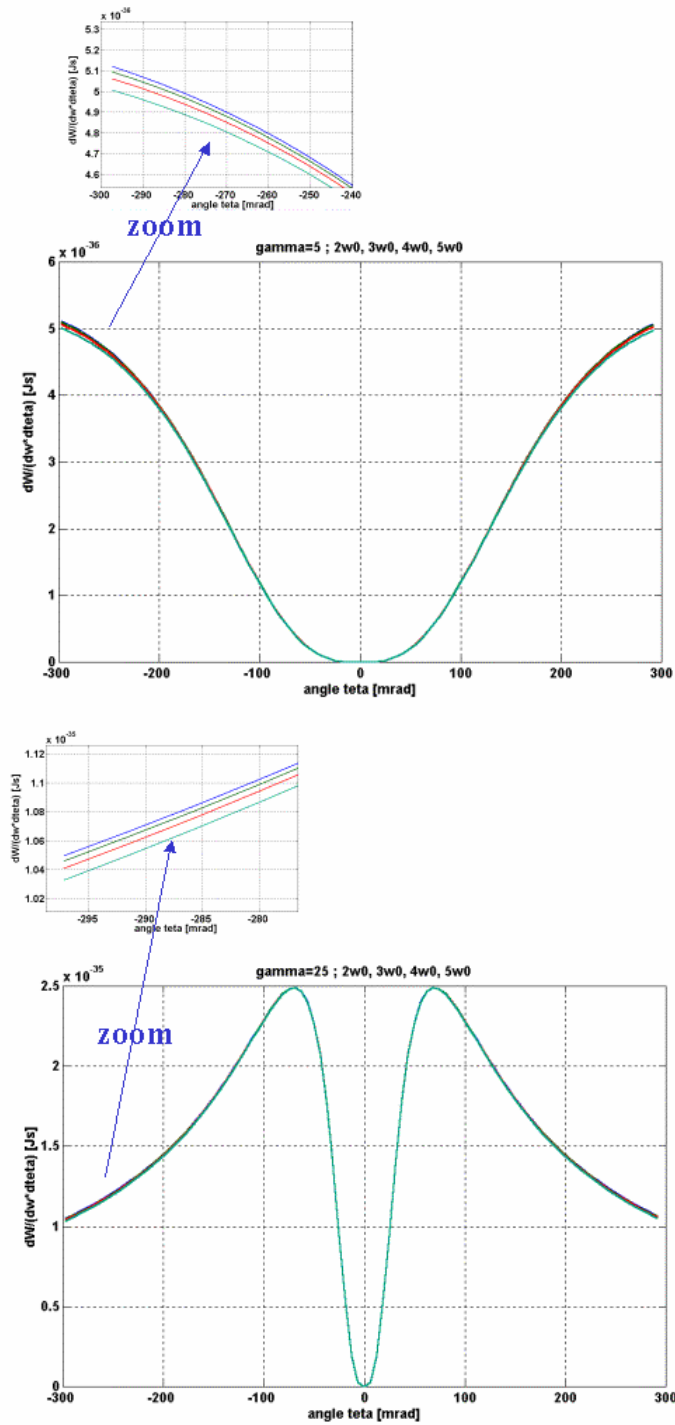


Figure A1.6. Dépendance angulaire de la densité spectrale de l'OTR pour plusieurs fréquences et une énergie de l'électron de 2 MeV (haut) ou 15 MeV (bas). On observe que les différences sont négligeables entre les fréquences analysées.

A1.V. Comportement asymptotique

On considère dans la suite le cas des particules ultra-relativistes ($\beta \approx 1$) afin de transformer les relations 4.A.6 à 4.A.8 du chapitre IV.A. dans des formes plus simples. On aura deux types d'approximations: l'approximation des milieux métalliques dans des domaines optiques ($|\epsilon| \gg 1$) et l'approximation des petites longueurs d'onde:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \quad (\text{A1.15}).$$

a) l'approximation $|\epsilon| \gg 1$:

Dans le domaine optique et proche UV le module de la permittivité respecte la condition $|\epsilon| \gg 1$. Ceci explique pourquoi, avec la formule complète (4.A.6), l'émission OTR ne dépend pas de la fréquence dans le domaine 200-600 nm, pour un milieu métallique (Aluminium). Dans ces conditions on peut négliger le deuxième et troisième termes de la figure 4.A.6 du chapitre IV.A. On arrive à la forme simplifiée:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (\text{A1.16})$$

On voit de nouveau que l'intensité du rayonnement ne dépend pas de la longueur d'onde et possède une forte directivité, avec un maximum d'intensité pour $\sin \theta = \gamma^{-1}$. Cette intensité est nulle dans la direction de propagation de la particule.

b) l'approximation $\epsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2$:

Pour le cas des longueurs d'ondes très petites (loin UV et X) on utilise la formule (A1.15) pour quantifier la permittivité $\epsilon(\omega)$. Dans la relation (4.A.6) on observe que seulement pour un θ proche de zéro le premier et le troisième terme sont importants. Considérant l'approximation des petits angles ($\sin \theta \approx \theta$) on arrive à [Ginzburg & Frank (1945 & 1946)]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2 \theta^2}{\pi^2 c} \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right)^2 \quad (\text{A1.17})$$

Même avec cette approximation l'angle d'émission maximale reste toujours $\approx \gamma^{-1}$.

A1.VI. L'incidence oblique

Le chapitre IV.A traite l'OTR en incidence normale. Pour le cas d'une incidence oblique il faut généraliser la formule (4.A.6). On considère toujours les trois ondes: directe, réfléchie et réfractée. Cette situation impose l'apparition d'une composante polarisé, perpendiculaire au plan d'observation.

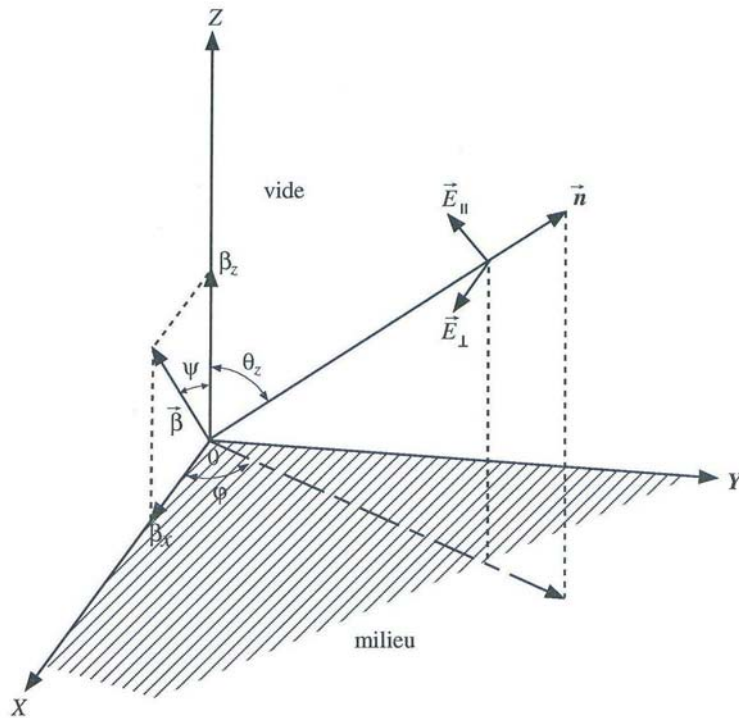


Figure A1.7. Représentation schématique des composantes perpendiculaire et parallèle du champ électronique émis par un électron traversant l'interface sous incidence oblique.

Le plan d'incidence est le plan contenant le vecteur $\vec{\beta}$ de la particule et la normale de l'interface. Le plan d'observation contient la normale de l'interface et la direction de propagation de l'onde, représenté par \vec{n} . Le vecteur $\vec{\beta}$ se décompose dans les composantes parallèle et perpendiculaire, $\vec{\beta}_{||}$ et $\vec{\beta}_{\perp}$ par rapport au plan d'observation.

Les vecteurs unitaires des trois ondes sont: \vec{n} , \vec{n}' et \vec{n}'' pour l'onde directe, réfléchie et réfractée, respectivement. θ_z est l'angle entre la normale de l'interface et la direction d'observation.

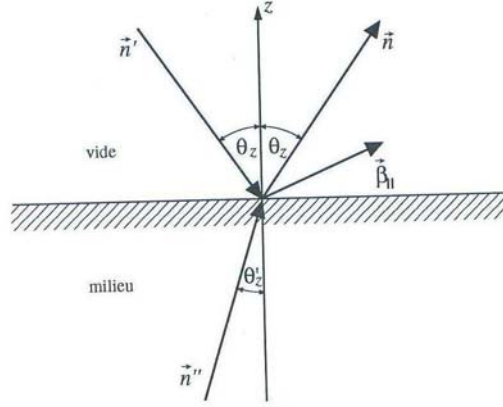


Figure A1.8. Les ondes réfléchi et réfractée suivent les lois habituelles de Snells- Descartes.

On trouve l'énergie rayonnée par unité d'angle solide et par unité de fréquence pour les deux composantes [Wartski (1976)]:

En polarisation parallèle:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{||} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \frac{\vec{\beta}_{||} \times \vec{n}}{1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}} + r_{||} \frac{\vec{\beta}_{||} \times \vec{n}'}{1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}'} - \frac{f_{||}}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\vec{\beta}_{||} \times \vec{n}''}{1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}'' \sqrt{\epsilon}} \right|^2 \quad (\text{A1.18})$$

où $r_{||}$ et $f_{||}$ sont les coefficients de Fresnel de réflexion et de réfraction de l'onde polarisée dans le plan d'incidence:

$$r_{||} = \frac{\epsilon \cos \theta_z - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}}{\epsilon \cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}} \quad (\text{A1.19})$$

$$f_{||} = \frac{2\epsilon \cos \theta_z}{\epsilon \cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}} \quad (\text{A1.20})$$

avec la relation de continuité:

$$1 + r_{||} = f_{||} \quad (\text{A1.21}).$$

En polarisation perpendiculaire:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_{\perp} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \beta_{\perp}^2 \left| \frac{1}{1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}} + \frac{r_{\perp}}{1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}'} - \frac{f_{\perp}}{\sqrt{\epsilon}} \frac{1}{1 - \vec{\beta} \cdot \vec{n}'' \sqrt{\epsilon}} \right|^2 \quad (\text{A1.22})$$

où r_{\perp} et f_{\perp} sont les coefficients de Fresnel de réflexion et de réfraction de l'onde polarisée dans le plan d'incidence:

$$r_{\perp} = \frac{\cos \theta_z - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}}{\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}} \quad (\text{A1.23})$$

$$f_{\perp} = \frac{2\sqrt{\epsilon} \cos \theta_z}{\cos \theta_z + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}} \quad (\text{A1.24})$$

$$\text{avec } r_{\perp} = \frac{f_{\perp}}{\sqrt{\epsilon}} - 1 \quad (\text{A1.25})$$

L'énergie totale émise par unité de fréquence et d'angle solide est la somme des deux contributions correspondantes aux deux polarisations:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right) = \left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_\perp + \left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_\parallel \quad (\text{A1.26})$$

Les deux composantes, après développement, sont [Wartski (1976)]:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_\parallel = \frac{e^2}{\pi^2 c} \cdot \frac{\beta_z^2 \cos^2 \theta_z |1-\epsilon|^2}{\left[(1-\beta_x \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z \right] \sin^2 \theta_z} \cdot \left| \frac{(1-\beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta_z - \beta_x \cos \theta_x) \sin^2 \theta_z - \beta_x \beta_z \cos \theta_x \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}}{(1-\beta_x \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}) (\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} + \epsilon \cos \theta_z)} \right|^2 \quad (\text{A1.27})$$

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right)_\perp = \frac{e^2}{\pi^2 c} \cdot \frac{\beta_x^2 \beta_z^2 \cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z |1-\epsilon|^2}{\left[(1-\beta_x \cos \theta_x)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z \right] \sin^2 \theta_z} \cdot \left| \frac{1}{(1-\beta_x \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z}) (\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_z} + \cos \theta_z)} \right|^2 \quad (\text{A1.28})$$

avec $\beta_x = \beta \sin \psi$, $\beta_z = \beta \cos \psi$, $\cos \theta_x = \sin \theta_z \cos \phi$ et $\cos \theta_y = \sin \theta_z \sin \phi$. ψ et ϕ sont décrits dans la figure A1.7.

Les formules asymptotiques (A1.16-17) trouvées pour l'incidence normale restent valables aussi pour le cas de l'incidence oblique. Sauf que, cette fois, l'angle θ sera l'angle entre la trajectoire de la particule et la direction d'observation.

Qualitativement, lors de l'incidence oblique (sous un angle ψ), la distribution angulaire est dissymétrique (observation: les formules asymptotiques ne tiennent pas de ce dissymétrie). La distribution angulaire montre deux maxima à $\theta = \psi + \gamma^{-1}$ et à $\theta = \psi - \gamma^{-1}$, avec la composante $\psi + \gamma^{-1}$ plus élevée que celle de $\psi - \gamma^{-1}$. Cette dissymétrie s'atténue progressivement avec l'énergie de la particule; cependant les lobes se rétrécissent et l'émission devienne très directive.

Dans la suite on considère que la trajectoire de la particule, ainsi que la direction d'observation, se trouvent dans le même plan. On va utiliser les formules (A1.18-20) qui, dans ce cas, sont plus simples que les formes développées (A1.27-28). Dans ce cas, le vecteur $\vec{\beta}_\parallel$ est identique au vecteur $\vec{\beta}$. La composante $\vec{\beta}_\perp$ est nulle, ce qui fait que, en polarisation parallèle, il n'y a pas de rayonnement. Les directions de la particule et des trois composantes du rayonnement s'écrivent:

$$\vec{\beta} = \beta (0 \vec{i} + \sin \Psi \vec{j} + \cos \Psi \vec{k}) \quad (\text{A1.29})$$

$$\vec{n} = 0 \vec{i} + \sin \theta \vec{j} + \cos \theta \vec{k} \quad (\text{A1.30})$$

$$\vec{n}' = 0 \vec{i} - \sin \theta \vec{j} + \cos \theta \vec{k} \quad (\text{A1.31})$$

$$\vec{n}'' = 0 \vec{i} + \sin \theta' \vec{j} + \cos \theta' \vec{k} \quad (\text{A1.32})$$

où \vec{i} , \vec{j} et \vec{k} dénotent les vecteurs unitaires des axes 0x, 0y et 0z, respectivement. Les différents termes du (A1.18) prennent les formes simplifiées:

$$\vec{\beta} \cdot \vec{n} = \beta(\sin \Psi \sin \theta + \cos \Psi \cos \theta) = \beta \cos(\Psi - \theta) \quad (\text{A1.33})$$

$$\vec{\beta} \times \vec{n} = \beta \vec{i} (\sin \Psi \cos \theta - \cos \Psi \sin \theta) = \beta \vec{i} \sin(\Psi - \theta) \quad (\text{A1.34})$$

$$\vec{\beta} \cdot \vec{n}' = \beta \cos(\Psi + \theta) \quad (\text{A1.35})$$

$$\vec{\beta} \times \vec{n}' = \beta \vec{i} \sin(\Psi + \theta) \quad (\text{A1.36})$$

$$\vec{\beta} \cdot \vec{n}'' = \beta \cos(\Psi - \theta') \quad (\text{A1.37})$$

$$\vec{\beta} \times \vec{n}'' = \beta \vec{i} \sin(\Psi - \theta') \quad (\text{A1.38})$$

où θ' respecte la loi de réfraction de Descartes:

$$\theta' = \arcsin\left(\frac{\sin \theta}{n_{Al}}\right) \quad (\text{A1.39})$$

pour une transition aluminium \rightarrow vide. Avec ces valeurs la relation (A1.18) devienne:

$$\left(\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} \right) = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \left| \underbrace{\frac{\beta \vec{i} \sin(\Psi - \theta)}{1 - \beta \cos(\Psi - \theta)}}_D + \underbrace{r_{||}}_R \cdot \frac{\beta \vec{i} \sin(\Psi + \theta)}{1 - \beta \cos(\Psi + \theta)} \cdot \frac{f_{||}}{\sqrt{\epsilon}} \cdot \underbrace{\frac{\beta \vec{i} \sin(\Psi - \theta')}{1 - \beta \cos(\Psi - \theta') \sqrt{\epsilon}}}_T \right|^2 \quad (\text{A1.40})$$

La figure suivante trace la dépendance angulaire du rayonnement émis en incidence oblique, pour une particule de 5 MeV ($\gamma=10$) qui traverse l'interface aluminium \rightarrow vide sous un angle de 15° . On trace aussi les contributions individuelles de chaque onde, pour voir leur importance relative:

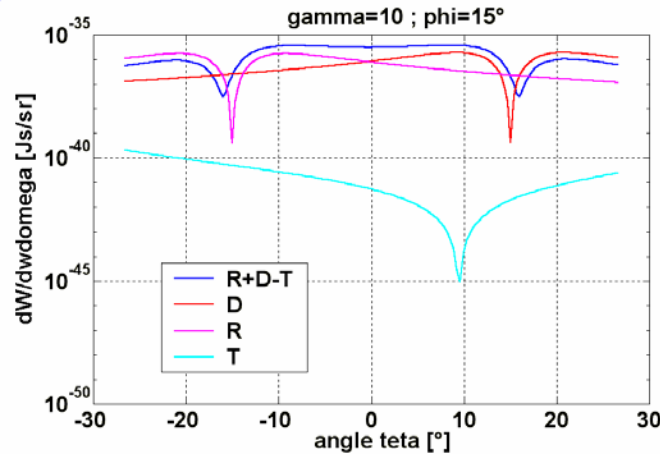


Figure A1.9. Dépendance angulaire en incidence oblique. Les lobes sont légèrement asymétriques, et le minimum d'émission est en direction de l'électron.

On observe que le rayonnement transmis (Cerenkov) est complètement négligeable devant les ondes directe et réfléchie, et il présente son minimum en direction θ' , dictée par la réfraction. Les ondes directe et réfléchie sont comparables en intensité, mais décalées angulairement, suivant la direction de la particule, ou de la direction réfléchie (minima aux

angles Ψ et $-\Psi$). Comme la composante transmise est négligeable, dans la suite on va analyser seulement les composantes directe et réfléchie (les termes D et R dans la formule A1.40). On trace la partie réelle, imaginaire et le module de ces termes, pour une particule incidente sous un angle de 10° , ayant une énergie de 8 MeV ($\gamma=17$):

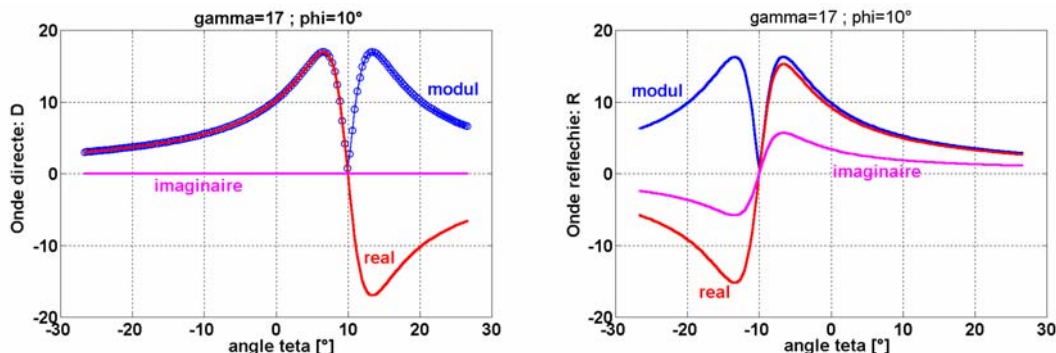


Figure A1.10. Dépendance angulaire de la composante directe (à gauche) et réfléchie (à droite) émises par un électron de 8 MeV traversant l'interface sous un angle de 10° .

En gardant seulement le module, on trace les deux composantes, D et R, et leur superposition. Les allures individuelles sont symétriques angulairement, alors que leur superposition est dissymétrique (un facteur 2-3 de différence pour cet exemple). Les maxima gardent leurs positions à l'angle de $\approx 1/\gamma$ autour de la direction de la particule, pendant que le minimum se trouve sur cette direction.

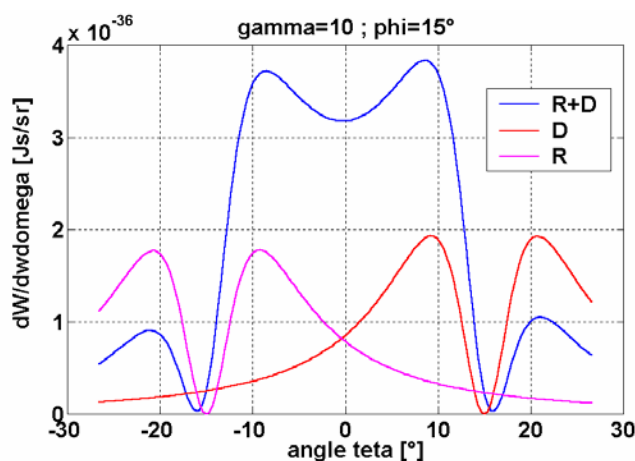


Figure A1.11. Modules des composantes directe et réfléchie émises par un électron de 5 MeV sortant sous un angle de 15° .

La figure A1.12 montre l'émission sous incidence oblique pour plusieurs fréquences, qui s'étalent du visible à proche UV. On observe que la dissymétrie autour de la direction de propagation se réduit légèrement avec la montée des fréquences.

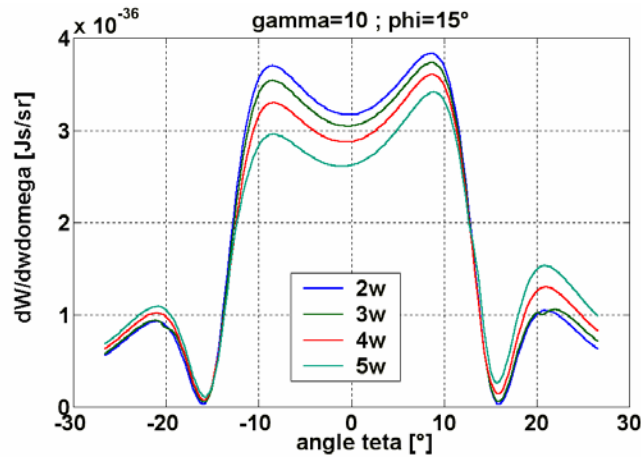


Figure A1.12. La dépendance angulaire ne change pas d'une façon significative sur la plage des fréquences de 2ω à 5ω . L'asymétrie des lobes d'émission est légèrement réduite avec l'augmentation de la fréquence.

En pratique l'incidence normale pure n'existe pas, car la surface de la cible et l'incidence du laser ne sont pas parfaites. Il y'a forcément un angle ϕ à considérer. Mais, dans le cas des électrons relativistes sortant des cibles métalliques, les propriétés du rayonnement de transition pour le cas de l'incidence oblique sont comparables aux celles rencontrées dans le cas de l'incidence normale. Donc les formules simples (4.A.9) de [chapitre IV.A.](#) sont suffisantes pour la poursuite des calculs, afin de diagnostiquer les électrons.

Annexe 2 - Rayonnement émis par des charges accélérées

A2.I. Rayonnement Bremsstrahlung

Dans le **chapitre IV.C.1** on a présenté les formules de base du rayonnement Bremsstrahlung, avec les principaux aspects qualitatifs qu'on trouve à partir de ces relations. Par la suite on va approfondir ces formules afin de quantifier le rayonnement de freinage linéaire émis par unité de fréquence et d'angle solide, en les adaptant aux nos conditions expérimentales.

Pour estimer l'énergie émise par unité de fréquence et de l'angle solide on part de la relation (4.C.14). On remplace dE_c/dx par eE . Donc la puissance instantanée sera:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} (eE)^2 \text{ [erg/sec] (c.g.s.)} \quad (\text{A2.1})$$

La puissance peut être écrite comme:

$$P(t) = |A(t)|^2 \quad (\text{A2.2})$$

$$\text{où } A(t) = \sqrt{P(t)} \quad (\text{A2.3})$$

Pour trouver la distribution spectrale de cette énergie on utilise la transformée de Fourier:

$$A(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{t_{\max}} A(t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{A2.5})$$

$$\text{avec l'inverse } A(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{A2.6})$$

Avec ces notations, l'énergie totale peut se re-écrire:

$$W_{tot} = \int_{-\infty}^{+\infty} |A(\omega)|^2 d\omega \quad (A2.7)$$

Comme les fréquences négatives n'ont pas une signification physique, on va intégrer seulement sur la partie positive, en rajoutant un facteur 2. La forme différentielle de la relation précédente sera:

$$\frac{dW}{d\omega} = 2|A(\omega)|^2 \quad (A2.8)$$

Celle ci est l'énergie émise par unité de fréquence sur l'angle solide de tout l'espace. Mais l'observateur dispose d'un angle solide limité (expérimentalement l'ouverture du système optique est f/1.2, correspondant à une parabole de 80 mm diamètre, dont la distance focale est 110 mm). En plus l'émission n'est pas isotrope, mais avec une dépendance angulaire de type (4.C.11). Donc, combinant (4.C.11) et (A2.8) on obtient:

$$\frac{dW}{d\omega} = cst \cdot \int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} d\Omega = 2|A(\omega)|^2 \quad (A2.9)$$

ce qui donne:

$$cst = \frac{2|A(\omega)|^2}{\int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} d\Omega} \quad (A2.10)$$

et finalement:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2|A(\omega)|^2}{\int_0^{\pi/2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} d\Omega} \cdot \int_0^{\theta_{\max}} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^5} d\Omega \quad (A2.11)$$

où θ_{\max} est l'angle maximal du système de détection.

Sur la base de ces développements théoriques on a estimé, dans les figures A2.1 et A2.2, l'énergie émise par unité de fréquence (ou de longueur d'onde) du rayonnement Bremsstrahlung, en fonction de l'énergie de l'électron et de la fréquence, et du champ électrostatique. Les énergies sont intégrées sur les angles solides correspondant à l'ouverture f/1.2 de notre système expérimental.

On observe des variations locales assez rapides en fonction de la longueur d'onde et de l'énergie de l'électron. Ceci est une conséquence directe de la superposition cohérente du rayonnement émis pendant tout le freinage de l'électron. En comparant ces figures avec la figure 4.A.9 de chapitre IV.A. on observe que le rayonnement Bremsstrahlung reste négligeable devant le rayonnement de transition, pour le même domaine des fréquences et d'énergies électroniques.

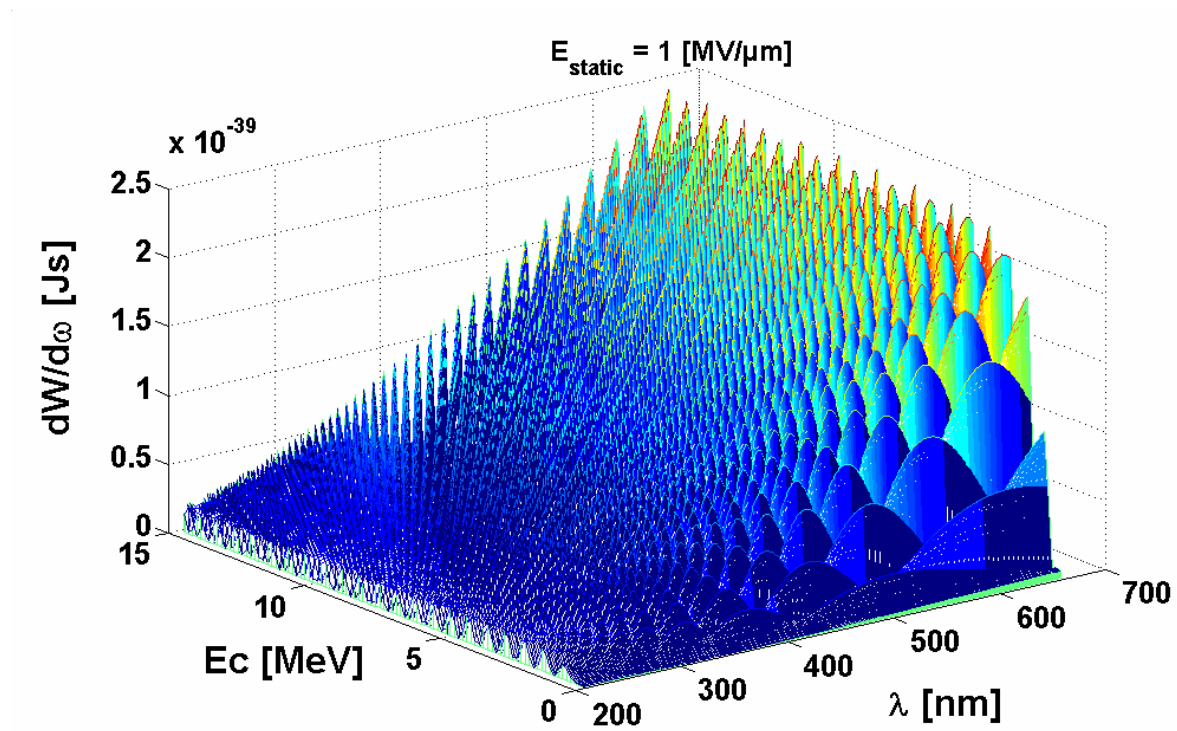


Figure A2.1. Densité spectrale du rayonnement Bremsstrahlung émis lors du freinage linéaire d'un électron dans un champ électrostatique de 1 MV/ μm . L'intervalle spectral est la longueur d'onde. Le signal est intégré sur l'angle solide expérimental $f/1.2$.

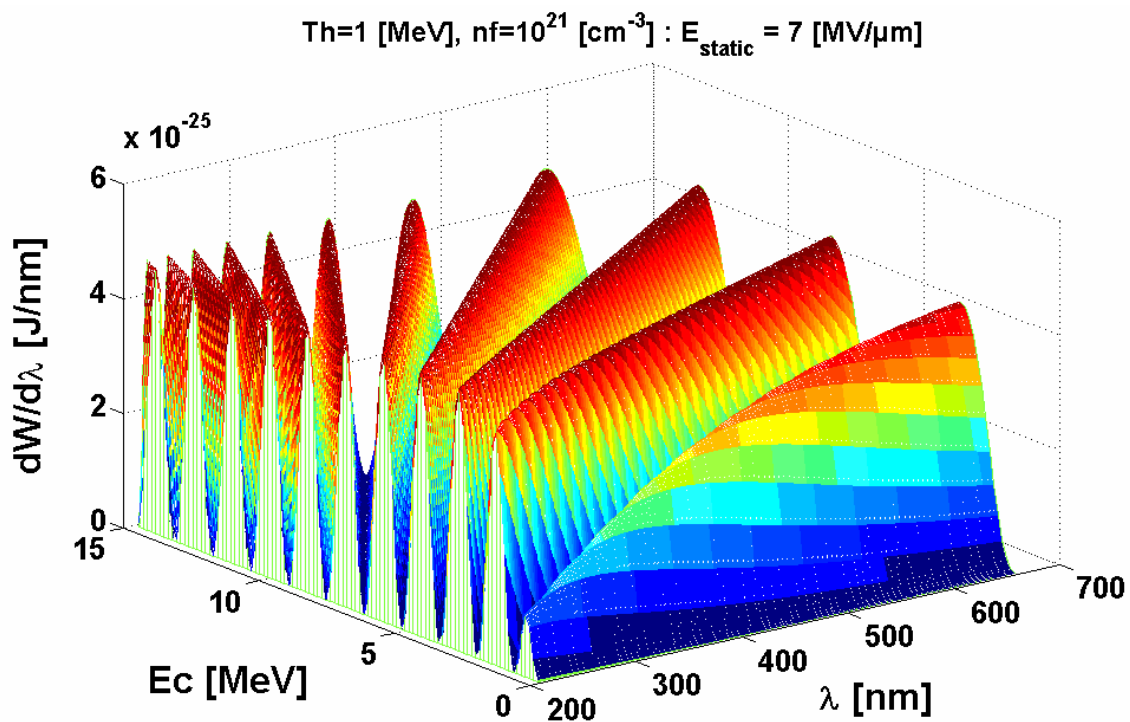
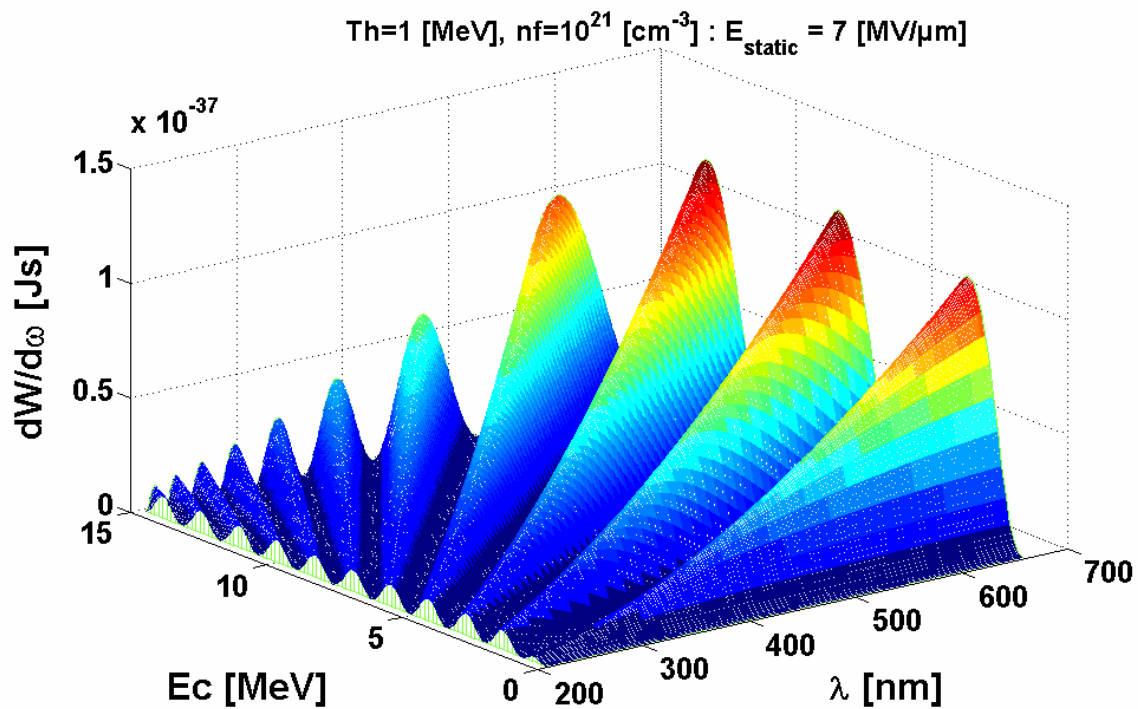


Figure A2.2. Densité spectrale du rayonnement Bremsstrahlung émis lors du freinage linéaire d'un électron dans un champ électrostatique de 7 MV/μm. L'intervalle spectral est la fréquence (en haut) ou la longueur d'onde (en bas). Le signal est intégré sur l'angle solide expérimental $f/1.2$.

A2.II. Rayonnement émis par une charge en mouvement aléatoire relativiste

On peut considérer que dans le cas d'un mouvement aléatoire, le rayonnement total émis par la charge est la superposition cohérente des émissions venant de l'accélération parallèle et perpendiculaire. Mais, comme on vient de voir dans le paragraphe précédent, entre l'accélération parallèle et perpendiculaire, il y a un facteur γ^2 de différence entre les rayonnements correspondants. Donc on peut négliger la composante parallèle si les forces sur les deux directions sont comparables. On peut considérer que, à chaque instant, la trajectoire décrit un arc de cercle dont le rayon instantané est:

$$\rho = \frac{v^2}{\dot{v}_\perp} \cong \frac{c^2}{\dot{v}_\perp} \quad (\text{A2.12})$$

La distribution angulaire du rayonnement sera la même que pour une trajectoire circulaire, donc les relations (4.C.15) et (4.C.18) restent valables pour ce cas.

On a vu que le rayonnement est très directif, donc un observateur ne verra ce rayonnement que s'il se trouve dans le cône d'émission (d'ouverture $1/\gamma$), c'est-à-dire qu'il soit sous un angle θ de moins de $1/\gamma$ par rapport à la direction de propagation. Si le rayon de la trajectoire est ρ , la distance parcourue pendant le temps de réception (temps pendant lequel le rayonnement émis passe dans l'ouverture optique de l'observateur) est:

$$d = \rho \delta\theta = \frac{\rho}{\gamma} \quad (\text{A2.13})$$

ce qui correspond au temps:

$$\Delta t = \frac{d}{v} = \frac{\rho}{\gamma v} \quad (\text{A2.14})$$

Ce temps peut être très bref, ce qui favorise l'émission d'un spectre large de rayonnement synchrotron, comme on le verra dans le paragraphe suivant.

Pendant l'émission, c'est-à-dire pendant Δt , le début du rayonnement parcourt une distance:

$$D = c\Delta t = \frac{\rho}{\gamma\beta} \quad (\text{A2.15})$$

Mais la particule avance aussi d'une distance d pendant l'émission, donc la longueur spatiale de l'impulsion sera:

$$L = D - d = \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right) \cdot \frac{\rho}{\gamma} \cong \frac{\rho}{2\gamma^3} \quad (\text{A2.16})$$

En temps cette longueur fait L/c . L'analyse Fourier sur les trains d'ondes montre que le spectre d'une telle impulsion a des composantes importantes jusqu'à une fréquence de coupure, appelée fréquence critique, qui est l'inverse de la durée d'émission:

$$\omega_c \propto \frac{c}{L} \approx 2 \cdot \left(\frac{c}{\rho} \right) \gamma^3 \quad (\text{A2.17})$$

A2.III. Spectre émis par une particule relativiste pendant un mouvement aléatoire (analogue au cas circulaire)

On a montré précédemment que, dans le cas relativiste, on peut réduire n'importe quelle trajectoire aléatoire à une trajectoire circulaire, dans le contexte de l'émission du rayonnement par des particules accélérées. En plus, le détecteur "voit" seulement le signal émis quand la particule se trouve sur une direction proche de la direction d'observation. Pour obtenir l'énergie totale émise par unité de fréquence et d'angle solide on doit intégrer temporellement (sur le temps d'émission Δt défini au paragraphe précédent) une relation du type (A2.5), tenant compte de la superposition cohérente à chaque instant. Ceci se traduit par une analyse Fourier compliquée que l'on ne va pas développer ici.

Finalement, l'énergie émise par unité de fréquence et d'angle solide est [Jackson (1975)]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega \rho}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2) + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (\text{A2.18})$$

où $K_{1/3}(\xi)$ et $K_{2/3}(\xi)$ sont définies par les intégrales d'Airy (ou fonctions Bessel modifiées):

$$\frac{1}{\sqrt{3}} K_{2/3}(\xi) = \int_0^\infty x \sin \left[\frac{3}{2} \xi \left(x + \frac{1}{3} x^3 \right) \right] dx \quad (\text{A2.19})$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}} K_{1/3}(\xi) = \int_0^\infty \cos \left[\frac{3}{2} \xi \left(x + \frac{1}{3} x^3 \right) \right] dx \quad (\text{A2.20})$$

avec :

$$\xi = \frac{\omega \rho}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{3/2} \quad (\text{A2.21})$$

Le premier terme correspond au rayonnement polarisé dans le plan de la trajectoire, et le deuxième terme à la polarisation perpendiculaire. En intégrant sur toutes les fréquences, on en déduit la dépendance angulaire de l'énergie:

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{7}{16} \frac{e^2}{\rho} \frac{1}{\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{5/2}} \left[1 + \frac{5}{7} \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2) + \theta^2} \right] \quad (\text{A2.22})$$

Dans cette relation le premier terme représente la polarisation parallèle. En intégrant sur tous les angles solides on trouve que l'énergie émise en polarisation parallèle est 7 fois supérieure à l'énergie émise en polarisation perpendiculaire. Donc pour les particules relativistes, le rayonnement émis est fortement polarisé (mais pas complètement) dans le plan de la trajectoire.

L'étude des intégrales d'Airy montre que l'intensité du rayonnement est négligeable pour $\xi \gg 1$. C'est-à-dire que plus la fréquence est grande, plus l'angle de coupure, appelé angle critique, sera petit. Donc le confinement du rayonnement dans le plan du mouvement est d'autant plus important que la fréquence est grande devant c/ρ .

La **figure A2.3** montre la densité spectrale d'énergie émise par unité d'angle solide, en fonction de la fréquence ou de la longueur d'onde, pour plusieurs rayons de courbure instantanés et énergies cinétiques de l'électron. On observe que, pour une énergie donnée, l'énergie émise est généralement proportionnelle avec le rayon instantané de la trajectoire. Par contre la dépendance en fréquence n'est pas si évidente, étant fortement influencée par le rapport $\omega/(c/\rho)$.

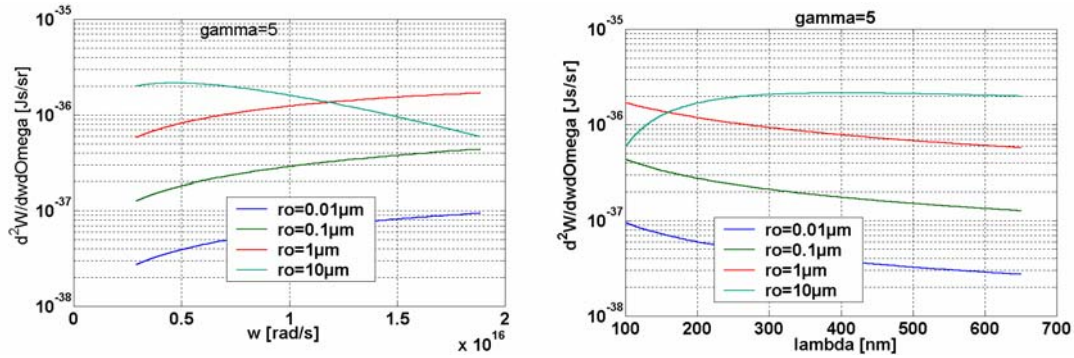


Figure A2.3. Densité spectrale d'énergie émise par unité d'angle solide, en fonction de la fréquence (à gauche), ou de la longueur d'onde (à droite), pour plusieurs rayons de courbure instantanés.

La **figure A2.4** montre la dépendance angulaire du rayonnement synchrotron, pour plusieurs longueurs d'onde et énergies de l'électron. On observe un fort confinement autour de la direction de propagation de l'électron, d'autant plus fort que l'énergie de l'électron est grande. Ceci implique que le système de détection "voit" ce rayonnement pendant un temps très court, donnant ainsi un large spectre des fréquences.

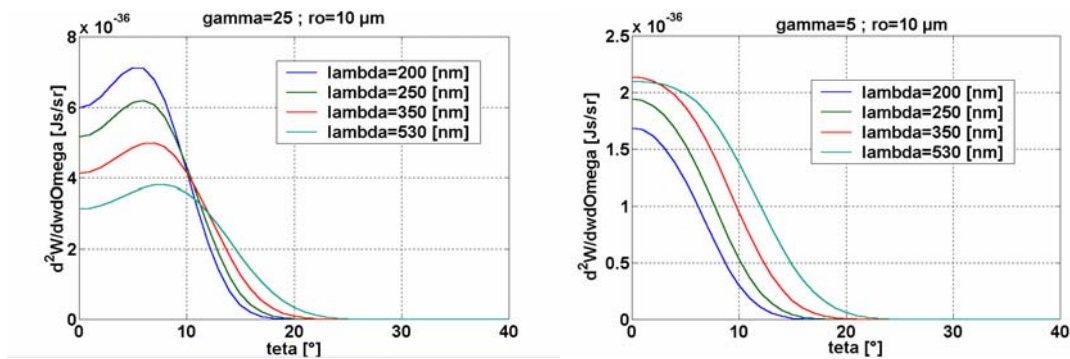


Figure A2.4. Densité spectrale d'énergie émise par unité d'angle solide, en fonction de l'angle d'observation par rapport à la direction instantané de l'électron, pour plusieurs longueurs d'onde. A gauche: $E_c=12.5$ MeV et $\rho=10$ μm . A droite: $E_c=2$ MeV et $\rho=10$ μm .

Dans la **figure A2.5** on étudie la densité spectrale de l'énergie émise en fonction de l'énergie cinétique de l'électron. On observe que l'énergie rayonnée augmente avec l'énergie de l'électron, pour les petites énergies, et reste quasi-plate après. La frontière entre ces deux régimes d'énergie dépend du rayon instantané de la trajectoire et de la fréquence.

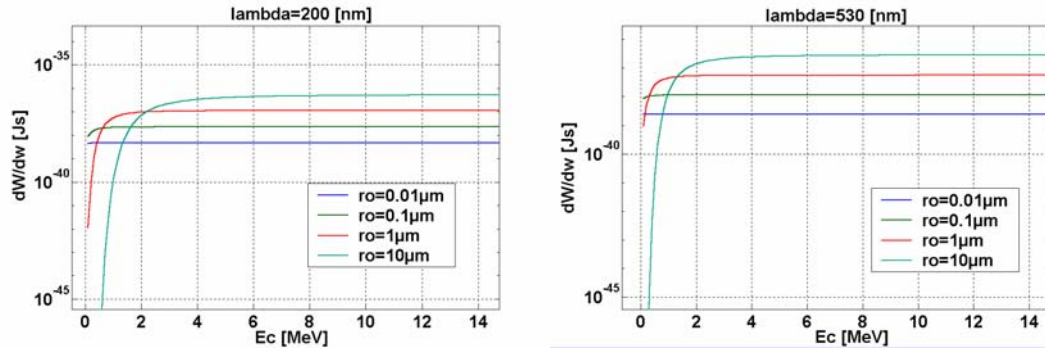


Figure A2.5. Densité spectrale d'énergie en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour plusieurs rayons instantanés de la trajectoire et pour une longueur d'onde de 200 nm (à gauche) et 530 nm (à droite).

La figure A2.6 montre la densité spectrale d'énergie en fonction du rayon instantané de la trajectoire, pour plusieurs énergies de l'électron et pour deux longueurs d'onde dans la plage visible-proche UV. On observe que dans ces conditions l'énergie rayonnée est directement proportionnelle avec au rayon de la trajectoire, pour des rayons submicronique. Après cette limite l'énergie émise baisse vite avec le rayon de la trajectoire, en fonction de l'énergie de l'électron.

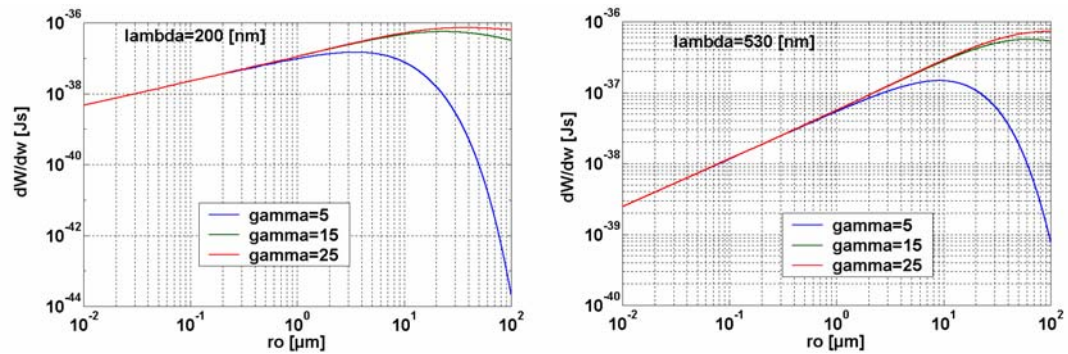


Figure A2.6. Densité spectrale d'énergie en fonction du rayon instantané de la trajectoire, pour plusieurs énergies de l'électron (2 MeV, 7.5 MeV et 12.5 MeV) et pour une longueur d'onde de 200 nm (à gauche) et 530 nm (à droite).

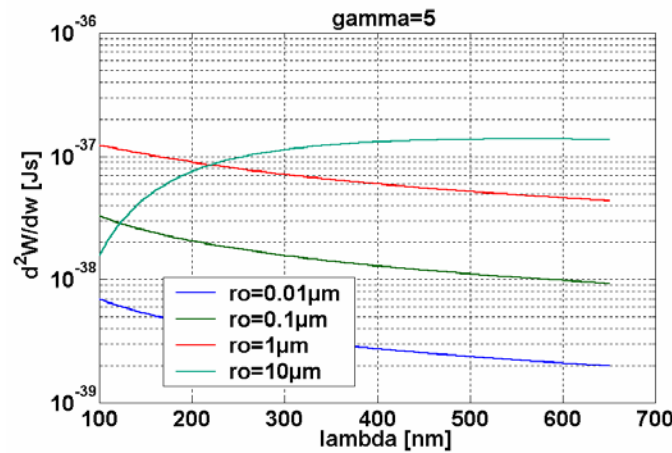


Figure A2.7. Densité spectrale d'énergie en fonction de la longueur d'onde, pour plusieurs rayons instantanés de la trajectoire et pour une énergie de l'électron de 2 MeV. Le signal est intégré sur un angle solide $f/3$.

Dans la [figure A2.7](#) on trace la densité spectrale en fonction de la longueur d'onde (comme en [figure A2.3](#)), mais cette fois intégrée sur un angle solide $f/3$. Le signal est proportionnel avec le rayon instantané de la trajectoire.

La fréquence de coupure (critique), en dessus de laquelle le rayonnement émis est négligeable pour tous les angles se définit par $\xi=1$, avec $\theta=0$:

$$\omega_c = 3\gamma^3 \left(\frac{c}{\rho} \right) = 3 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^3 \frac{c}{\rho} \quad (\text{A2.23})$$

qui est en accord avec la fréquence critique estimée en ([A2.17](#)). La [figure A2.8](#) montre la longueur d'onde critique associée à cette fréquence de coupure. On observe que dans nos conditions expérimentales (longueurs d'onde > 200 nm, énergies cinétiques autour de quelques MeV et un champ statique de \sim quelques MV/ μm) la longueur d'onde critique reste bien inférieure aux longueurs d'onde mesurées expérimentalement.

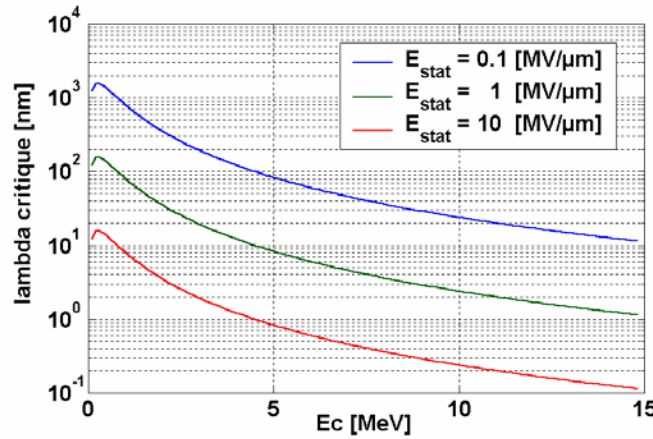


Figure A2.8. Longueur d'onde critique (de coupure) en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour plusieurs valeurs du champ électrostatique.

Pour des fréquences très petites devant la fréquence critique ($\omega \ll \omega_c$) et pour $\theta=0$, on peut écrire ([A2.18](#)) d'une façon plus simple [[Jackson \(1975\)](#)]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{c} \left[\frac{\Gamma\left(\frac{2}{3}\right)}{\pi} \right]^2 \left(\frac{3}{4} \right)^{1/3} \left(\frac{\omega \rho}{c} \right)^{2/3} \quad (\text{A2.24})$$

Pour l'autre extrémité ($\omega_c \ll \omega$) on trouve:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{3}{2\pi} \frac{e^2}{c} \gamma^2 \frac{\omega}{\omega_c} e^{-2\omega/\omega_c} \quad (\text{A2.25})$$

Pour les petites fréquences (ce qui est notre cas) la dépendance est généralement en $\omega^{2/3}$, donc l'intensité augmente jusqu'à la proximité de ω_c , où se trouve le maximum. Après on passe dans l'autre régime où la décroissance exponentielle supprime l'émission au delà de la fréquence critique. La [figure A2.9](#) montre la densité spectrale estimée avec la relation simplifiée [A2.24](#), pour le cas $\omega \ll \omega_c$. Le signal est intégré sur tout l'espace.

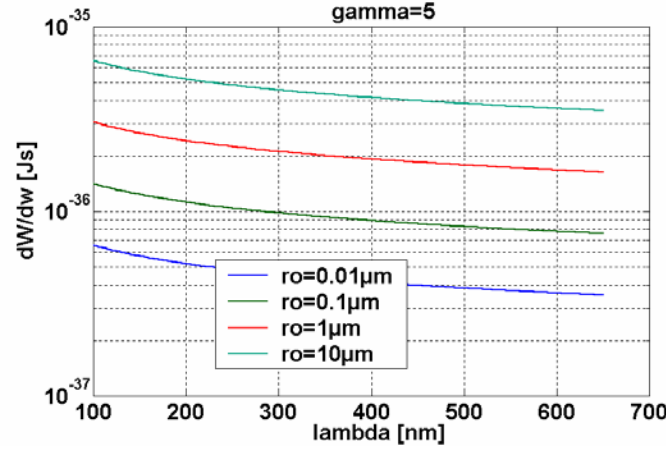


Figure A2.9. Densité spectrale d'énergie en fonction de la longueur d'onde, pour plusieurs rayons instantanés de la trajectoire et pour une énergie de l'électron de 2 MeV. Le signal est intégré sur tout l'espace 4π . Les calculs sont faits avec la formule simplifiée A2.24.

Dans ce domaine, des petites fréquences, on peut estimer l'angle critique d'émission en fonction de la fréquence:

$$\theta_c \cong \left(\frac{3c}{\omega \rho} \right)^{1/3} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^{1/3} \quad (\text{A2.26})$$

La figure A2.10 montre cet angle en fonction de l'énergie cinétique de l'électron et pour plusieurs valeurs du champ statique et de la longueur d'onde. L'angle de coupure est inversement proportionnel à la fréquence.

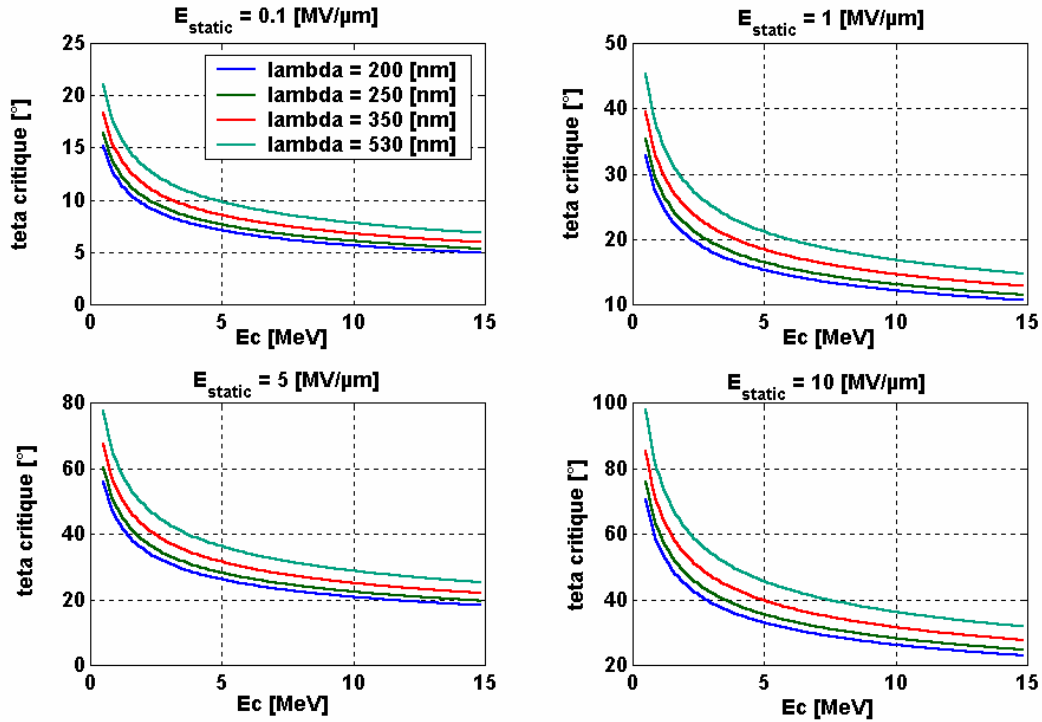


Figure A2.10. Angle critique (de coupure) en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour plusieurs valeurs du champ électrostatique et de la longueur d'onde. Les estimations sont faites avec A2.43 dans le domaine des petites fréquences devant la fréquence critique.

Pour le domaine sur-critique, cet angle devient:

$$\theta_c \cong \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\omega_c}{3\omega} \right)^{1/2} \quad (\text{A2.27})$$

Pour avoir l'énergie totale émise par la particule, en fonction de la fréquence, on doit intégrer la formule exacte (A2.18) sur tous les angles solides. Une approximation acceptable pour le cas des petites fréquences sera le produit entre l'angle solide délimité par θ_c (formule A2.26) et la valeur au $\theta=0$ de la distribution spectrale et angulaire du rayonnement (relation A2.24):

$$\frac{dW}{d\omega} \propto 2\pi\theta_c \frac{d^2W}{d\omega d\Omega}_{\theta=0} \propto \frac{e^2}{c} \left(\frac{\omega\rho}{c} \right)^{1/3} \quad (\text{A2.28})$$

donc une dépendance en $\omega^{1/3}$ pour les petites fréquences. Le spectre est très large et quasi plat pour les fréquences sous-critiques.

Pour le cas des fréquences sur-critiques on trouve:

$$\frac{dW}{d\omega} \approx \sqrt{3}\pi \frac{e^2}{c} \gamma \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^{1/2} e^{-2\omega/\omega_c} \quad (\text{A2.29})$$

L'intensité du maximum est $\approx e^2\gamma/c$, et l'énergie totale est $(e^2\gamma/c)\omega_c = 3e^2\gamma^4/\rho$. Le perte radiative par révolution, pour un mouvement circulaire, est: $4\pi e^2\gamma^4/3\rho$, ce qui est en accord avec la valeur trouvée pour le cas des accélérateurs circulaires.

Jusqu'au ici on a calculé le rayonnement synchrotron en considérant les divers paramètres de façon indépendante. En réalité le rayon instantané de courbure dépend de l'énergie de l'électron et de la valeur du champ électrostatique, ainsi que de l'angle Φ entre la trajectoire instantanée de l'électron et la direction du champ statique.

La figure A2.11 montre l'exemple de la dépendance du rayon de courbure en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour un champ électrostatique de 7 MV/ μm et un angle de 20°. On observe, comme attendu, que ce rayon augmente avec l'énergie de l'électron.

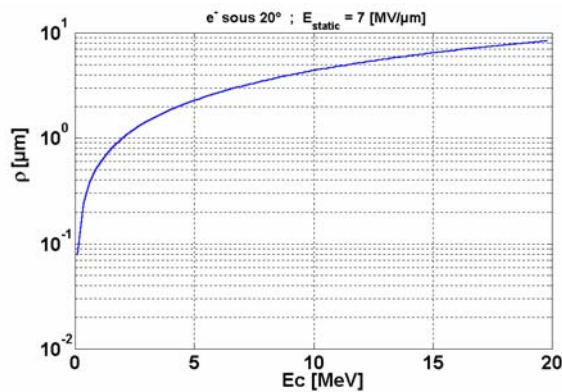


Figure A2.11. Rayon de courbure instantané en fonction de l'énergie cinétique de l'électron, pour un champ statique de 7 MV/ μm et un angle de 20°.

En utilisant une telle concordance (comme en [figure 4.C.1 de chapitre IV.C.1.](#)) entre les diverses paramètres intervenant dans le calcul du rayonnement synchrotron, on peut maintenant faire une estimation théorique (utilisant la [formule exacte A2.18](#)) du signal qu'on peut observer dans nos conditions expérimentales, intégré sur un angle solide $f/1.2$. Les figures suivantes ([figures A2.12 à A2.15](#)) montrent toutes la densité spectrale d'énergie émise par rayonnement synchrotron, en fonction de l'énergie de l'électron et de la longueur d'onde, pour plusieurs valeurs du champ électrostatique et de l'angle Φ entre la trajectoire et la direction de ce champ.

On observe que pour les hautes énergies cinétiques de l'électron, la densité spectrale de l'énergie synchrotron émise se situe autour de $5\sim 10\times 10^{-37}$ Js, pour les paramètres considérés. Ces valeurs restent en dessous de la densité spectrale d'énergie du rayonnement de transition (voir [chapitre IV.A](#)). Par contre, pour les énergies plus faibles de l'électron (quelques MeV), le signal présente une forte coupure (pour le cas des petits angles ϕ), dépendant de la valeur du champ électrostatique.

Ceci fait que le rayonnement synchrotron émis par les électrons (sortant en direction normale au champ statique et dans l'ouverture du système de reprise) reste plus faible que le rayonnement de transition émis dans les mêmes conditions. Le rayonnement synchrotron peut devenir comparable au rayonnement de transition dans le cas des électrons sortant sous des angles plus importants.

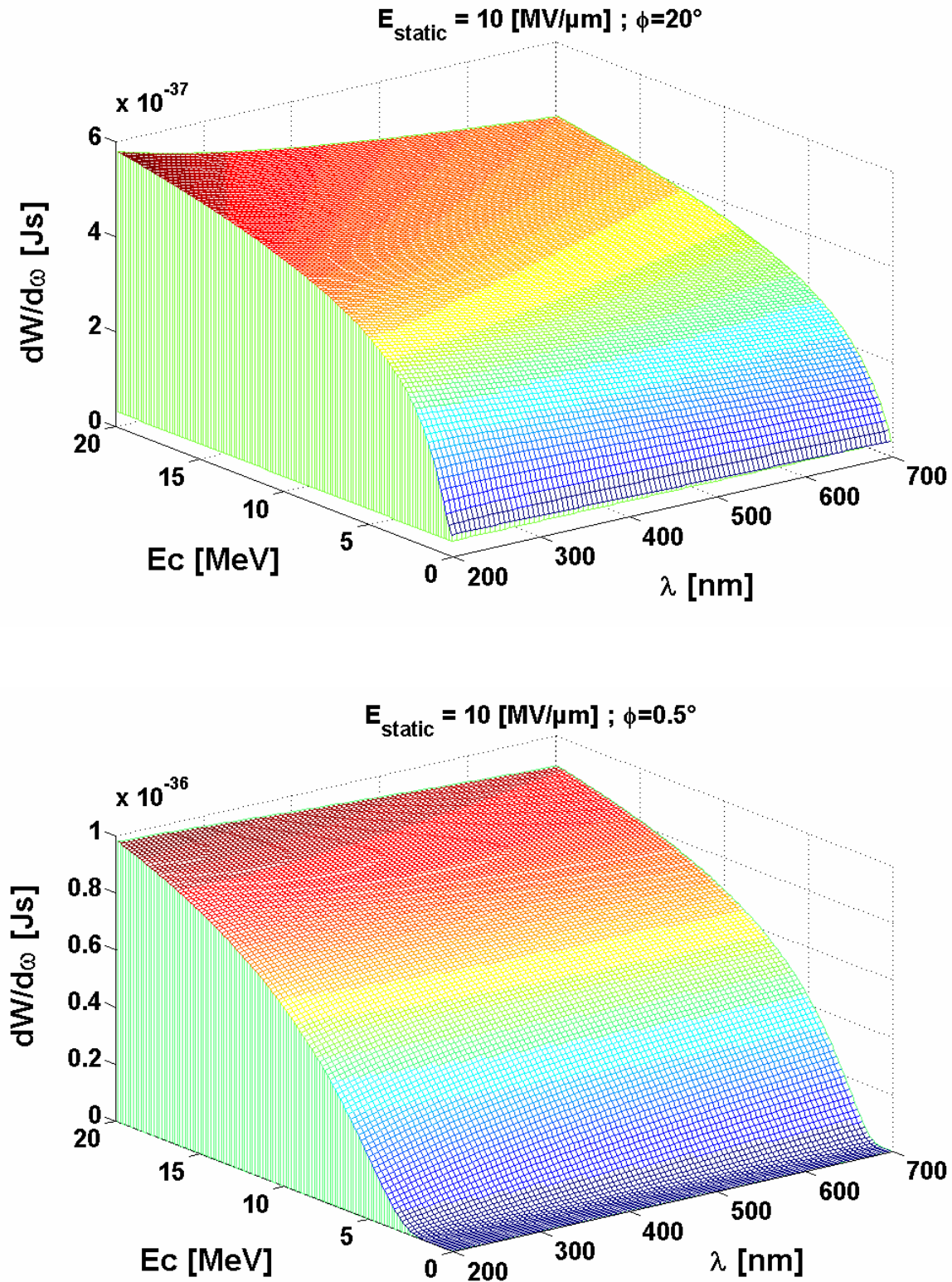


Figure A2.12. Densité spectrale d'énergie synchrotron émise, en fonction de l'énergie cinétique de l'électron et de la longueur d'onde, pour un champ électrostatique de 10 MV/ μm et un angle Φ de 20° (en haut) ou 0.5° (en bas).

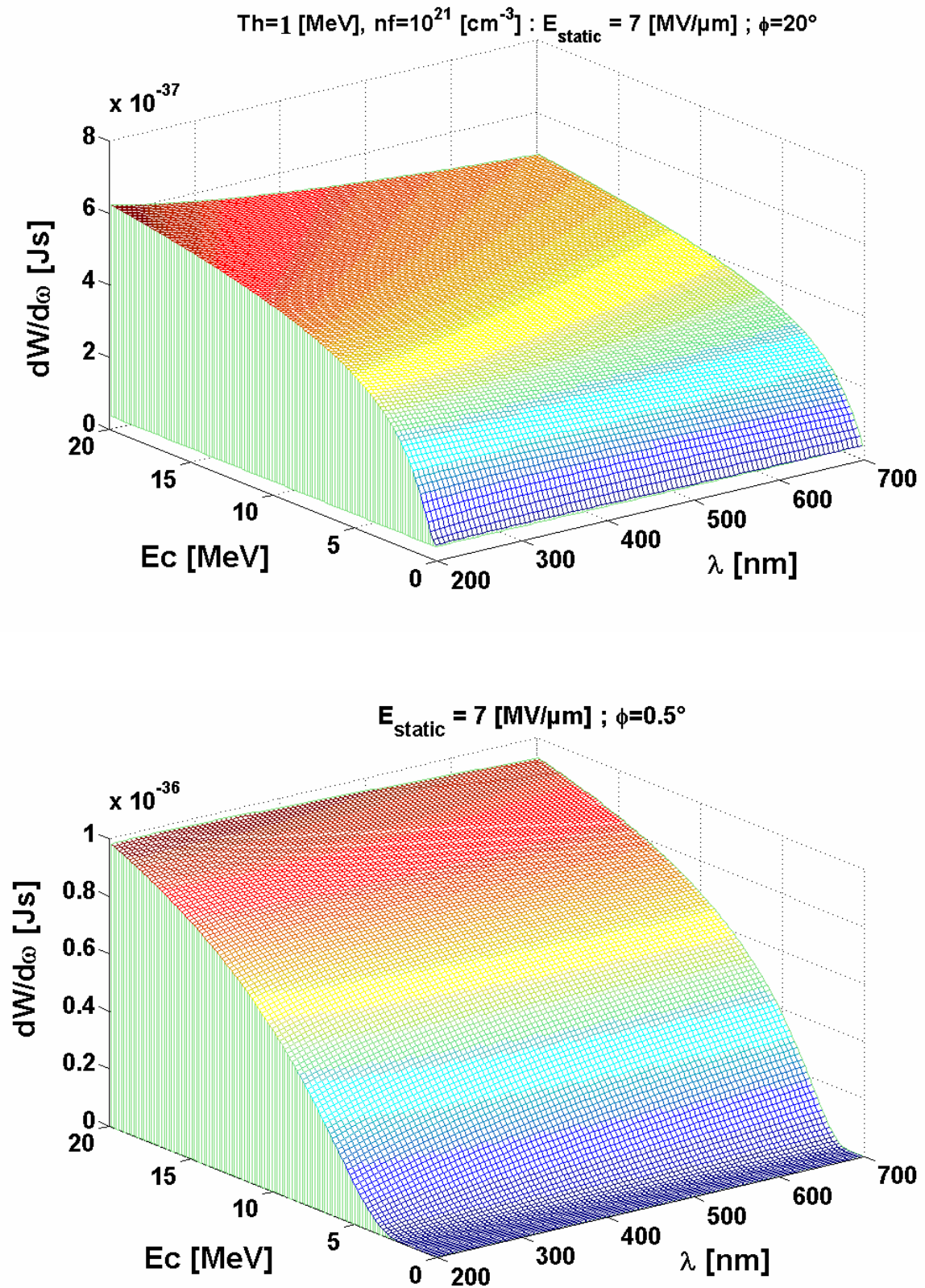


Figure A2.13. Densité spectrale d'énergie synchrotron émise, en fonction de l'énergie cinétique de l'électron et de la longueur d'onde, pour un champ électrostatique de 7 MV/μm et un angle Φ de 20° (en haut) ou 0.5° (en bas).

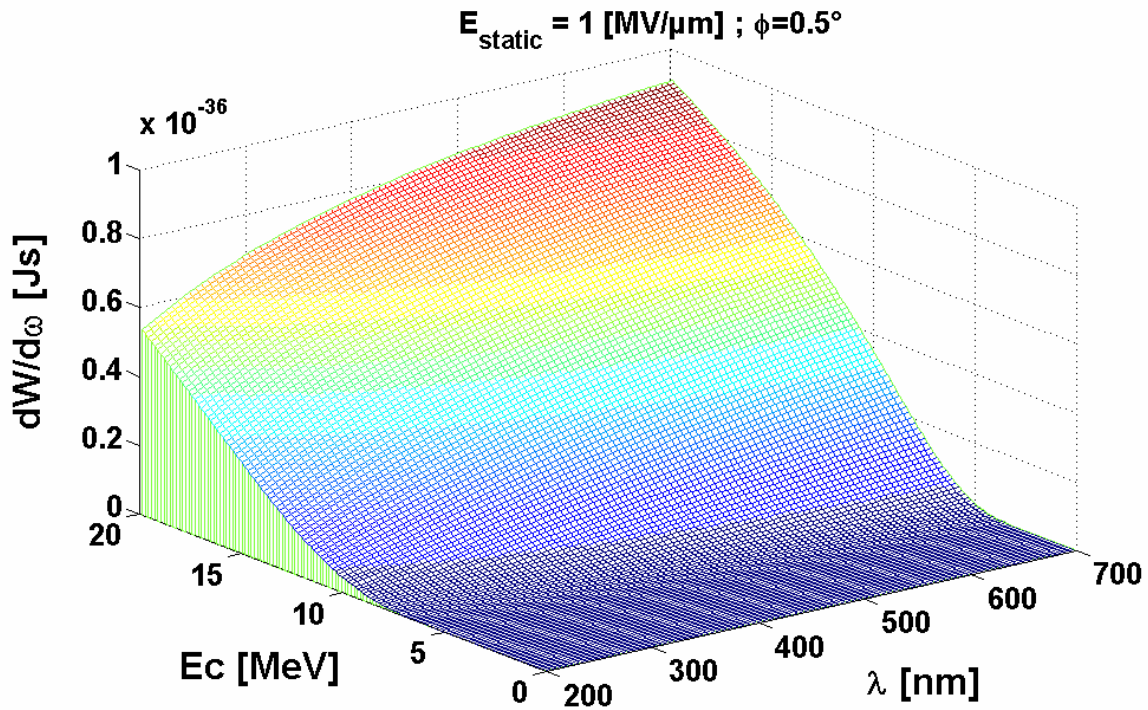
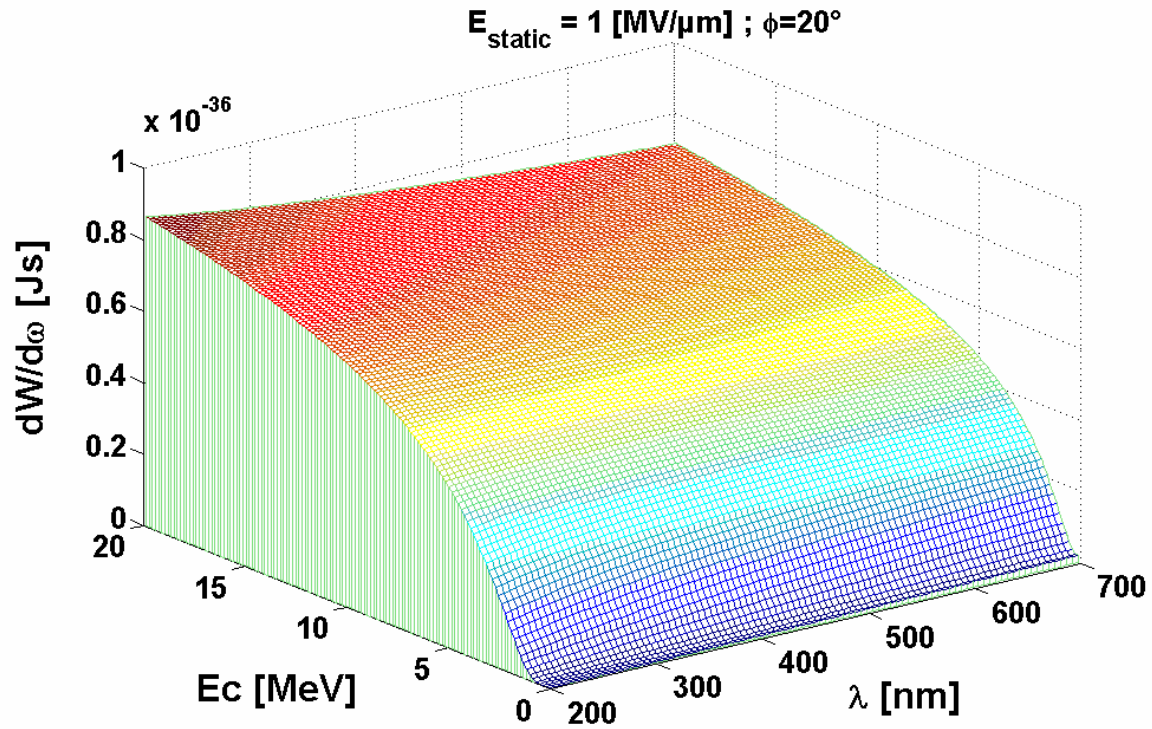


Figure A2.14. Densité spectrale d'énergie synchrotron émise, en fonction de l'énergie cinétique de l'électron et de la longueur d'onde, pour un champ électrostatique de $1 \text{ MV/}\mu\text{m}$ et un angle Φ de 20° (en haut) ou 0.5° (en bas).

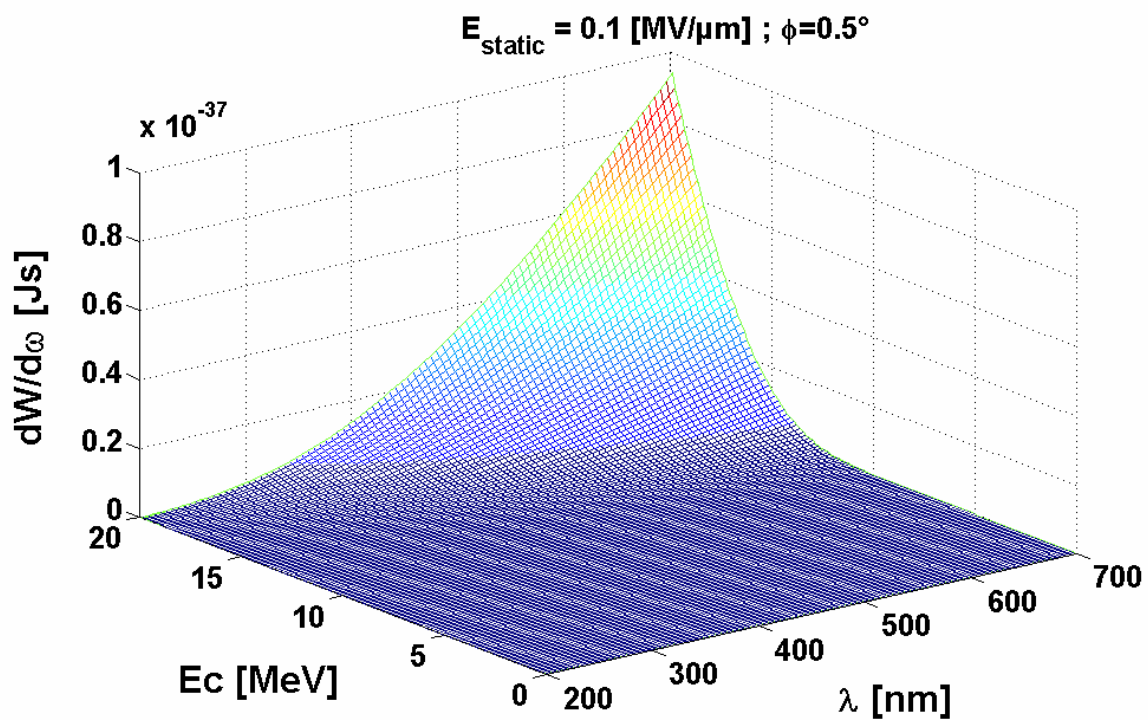
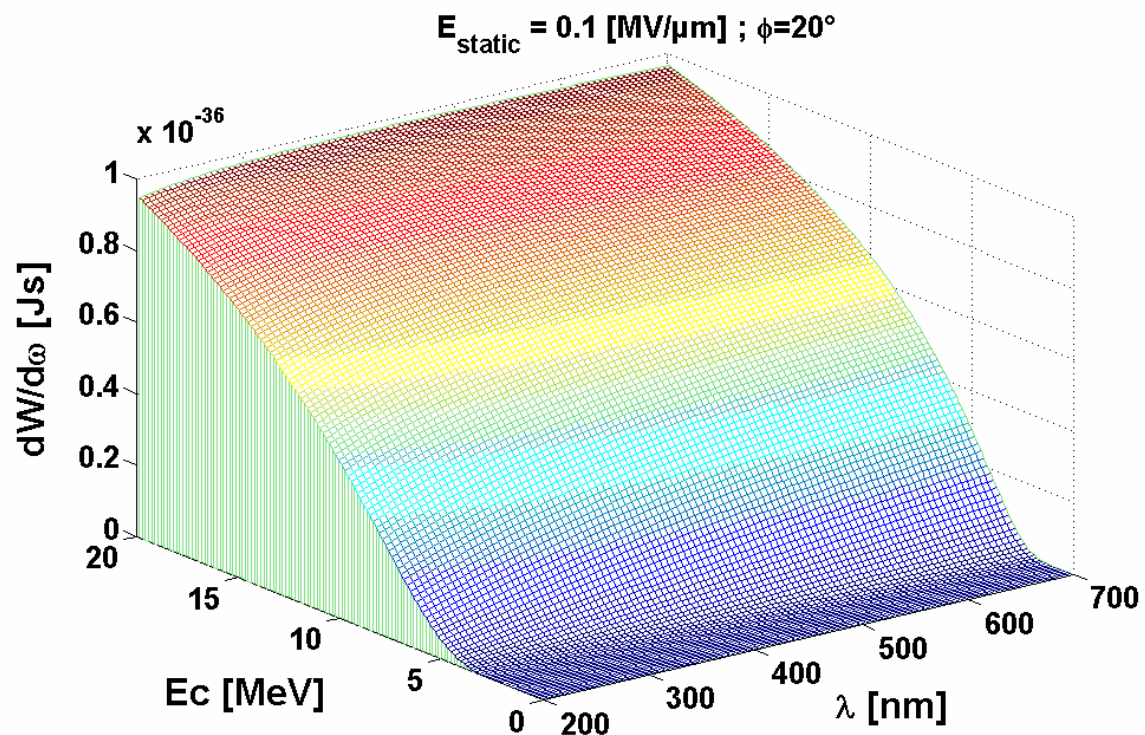


Figure A2.15. Densité spectrale d'énergie synchrotron émise, en fonction de l'énergie cinétique de l'électron et de la longueur d'onde, pour un champ électrostatique de $0.1 \text{ MV/}\mu\text{m}$ et un angle Φ de 20° (en haut) ou 0.5° (en bas).

Annexe 3 - Calibration Andor + Triax

Cette annexe présente l'étalonnage de la camera Andor iStar C734, couplée avec le spectromètre Triax. Le but est d'obtenir une calibration absolue en longueur d'onde et en énergie par coup. On utilise un réseau de 150 tr/mm, convenant pour le domaine 200 – 850 nm.

Le système Triax + caméra Andor forme un spectromètre imageur, avec la longueur d'onde en direction horizontale et l'espace dans la direction verticale.

A3.I. Etalonnage en longueur d'onde

Pour obtenir une correspondance absolue entre les pixels et la longueur d'onde on utilise une lampe à mercure dont le spectre des lignes est bien connu. La **figure A3.1** montre ce spectre, avec les lignes spectrales identifiées (on observe que dans cette expérience de calibration l'image est inversée en longueur d'onde devant le cas du **chapitre VI**, où le "côté rouge" est à gauche de l'image (**figure 6.1, chapitre VI**)). Dans la proximité de $2\omega_0$ on trouve une résolution spectrale de **0.4 nm/pixel**.

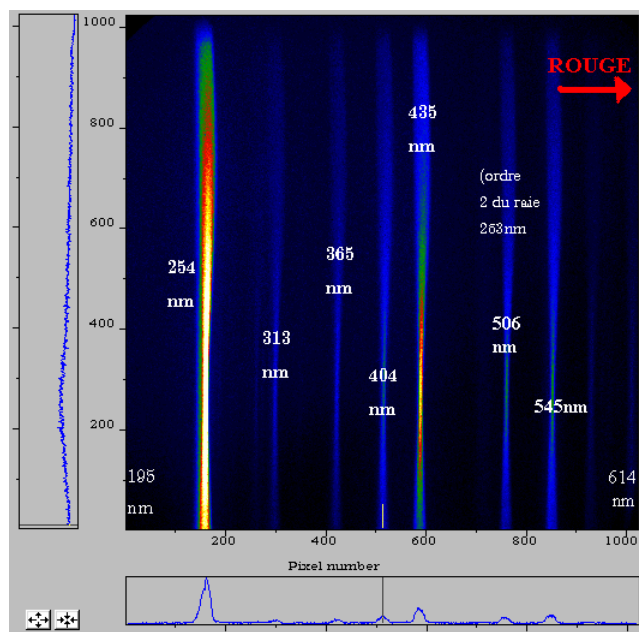


Figure A3.1. Spectre obtenu avec une lampe à mercure. Les lignes observées permettent la réalisation de la calibration en longueur d'onde du système spectromètre + caméra Andor.

A3.II. L'élargissement spectral induit par le spectromètre

On a par ailleurs vérifié la résolution du spectromètre et l'élargissement d'un raie intense laser. En effet on voulait contrôler si le signal continu observé entre les harmoniques est un signal physique, ou un élargissement des harmoniques dans le spectromètre.

On observe que cet élargissement existe effectivement sur quelques dizaines de nm autour de la raie laser (figure A3.2, à droite), mais son intensité est ~ 50 fois plus petite que l'intensité de la raie, ce qui est négligeable devant le signal observé dans nos expériences. Donc on peut conclure que la partie continue du signal n'est pas induite par le spectromètre, mais il s'agit d'un vrai signal physique, ce qui est d'ailleurs confirmé par les calculs de CTR (chapitre VII) qui donnent une partie continue.

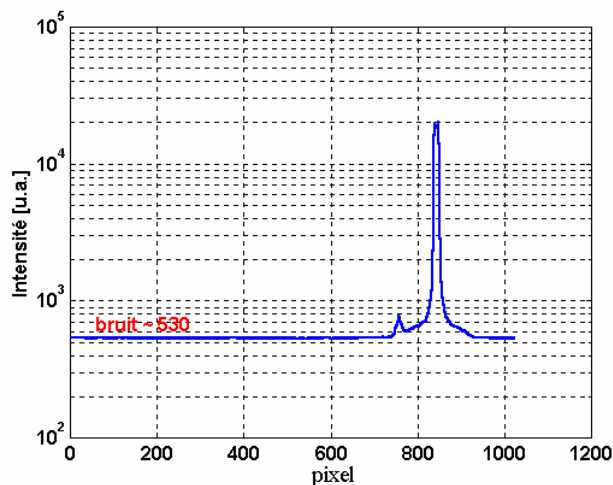


Figure A3.2. Spectre d'un raie laser HeNe vert sur l'entrée du spectromètre.

A3.3. Calibration en absolue de la caméra Andor

a) calibration avec un laser HeNe

Pour trouver l'énergie absolue par coup, à un certain gain, on utilise la caméra Andor seule (sans spectromètre). En utilisant un laser HeNe (dont la puissance est mesurée avec un milliwattmètre) et sachant que la caméra Andor est équipée d'une porte temporelle réglable de 4 ns à quelques centaines de ms, et utilisant des filtres connus (calibrés avec un spectrophotomètre), on peut trouver expérimentalement l'énergie par coup enregistré par la caméra Andor, en fonction du gain. La [figure A3.3](#) montre la calibration absolue de la caméra Andor iStar C734, réalisée soit avec des lasers HeNe vert et rouge ([section A3.3.a](#)), soit avec une lampe blanche ([section A3.3.b](#)). On observe que la réponse de la caméra dépend de la longueur d'onde utilisée. La courbe de réponse relative en fonction de la longueur d'onde est fournie par le constructeur et c'est celle qui est utilisée dans les calculs du rayonnement CTR du [chapitre VII](#), recalée sur les valeurs absolues mesurées.

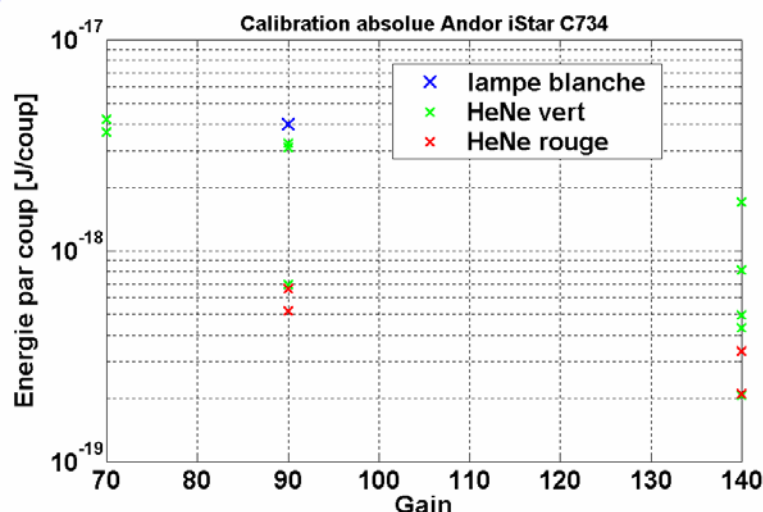


Figure A3.3. Energie absolue par coup, en fonction du gain et pour deux fréquences différentes.

Les fluctuations sont dues en principal à la mesure de la puissance du HeNe, qui variait assez vite, soit à cause du laser, soit du milliwattmètre.

b) calibration absolue avec une lampe blanche

Dans cette partie on utilise une lampe blanche calibrée. Cette fois on prend en compte aussi la réponse spectrale du réseau, car on utilise l'ensemble caméra Andor + spectromètre.

L'angle solide est $\Delta\Omega = \Delta S/R^2$, ou $\Delta S = 200\mu\text{m} \times 130\mu\text{m}$, et $R = 66\text{mm}$. Pour la camera Andor on a une taille du pixel de $13\mu\text{m}$. On compte le signal intégré sur 10 pixels (spatial = vertical) \times 15 pixels (λ = horizontale) (le grandissement du spectromètre est 1, donc pour une fente d'entrée de $200\mu\text{m}$, on a une largeur spectrale de 15 pixels), ce qui donne $\Delta\Omega = 4 \times 10^{-7}$ [srad]. La [figure A3.4](#) montre le montage expérimental, ainsi que les courbes spectrales

enregistrées (pour un courant d'alimentation de la lampe de 5.549 A). Les courbes sont moyennées sur plusieurs positions spatiales consécutives (10 courbes sur la verticale). Donc pour avoir le nombre total des coups compris dans la surface de $200\mu\text{m} \times 130\mu\text{m}$, il faut multiplier l'intensité (en coups), pour une certaine fréquence, par un facteur $10 \times 15 = 150$ (pixels).

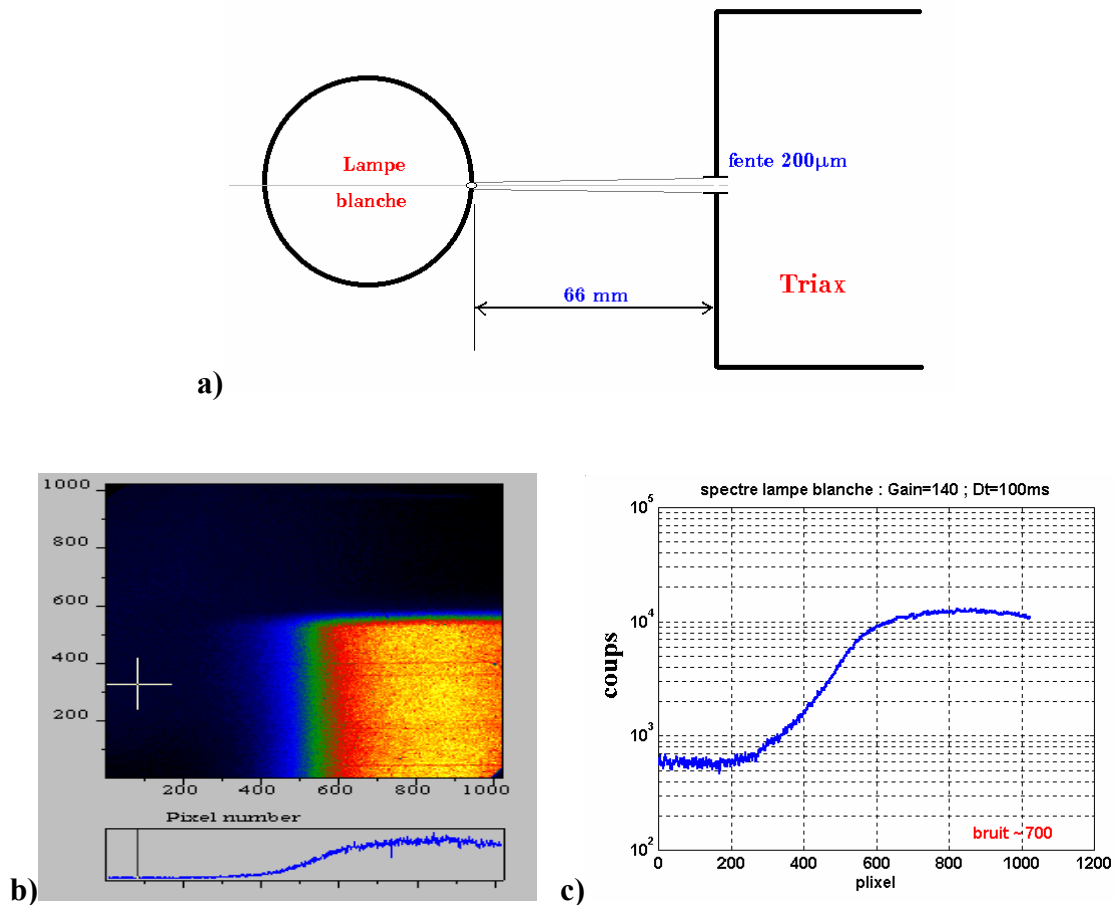


Figure A3.4. a) montage expérimental; b) spectre qualitatif obtenu avec la lampe blanche; c) spectre quantitatif (en coups) correspondant.

La figure A3.5 montre, respectivement, la radiance spectrale de la lampe blanche, étalonnée en valeur absolue [thèse E. Henry (2003)], et l'énergie émise tenant compte des nos conditions expérimentales. On a considéré l'angle solide calculé précédemment, une surface émettrice avec un diamètre de 0.875 mm (diamètre du trou de la sphère de diffusion de la lampe blanche) et une durée de 100 ms.

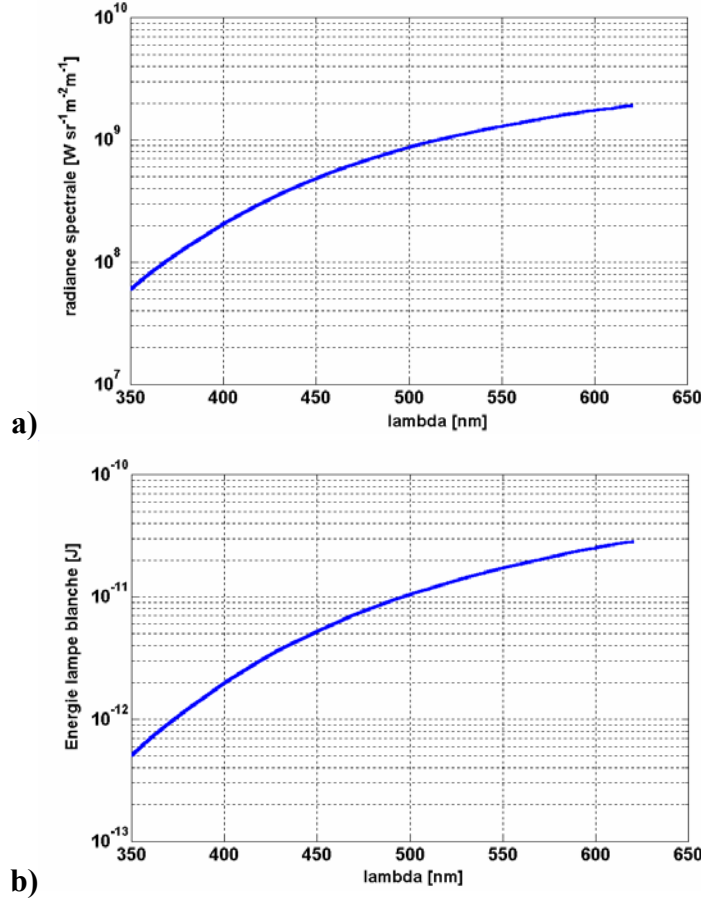


Figure A3.5. Radiance spectrale de la lampe blanche en valeur absolue (a). Densité spectrale d'énergie émise par la lampe blanche dans les conditions expérimentales (b).

On utilise les données du spectre de la lampe blanche de [figure A3.5.b](#) et du signal enregistré avec la caméra Andor couplée avec le spectromètre ([figure A3.4.c](#)), pour 2ω . Pour 2ω la caméra Andor montre $\sim 10^4$ [coups/pixel] et la lampe blanche $\sim 1.5 \times 10^{-11}$ [J]. Le bruit (≈ 700) a été enlevé du signal Andor avant de moyenner sur 10 pixels en direction verticale (spatiale).

On doit aussi introduire un facteur 2, car le spectre a été enregistré avec un gain de 140, et nous voulons la valeur pour un gain 90, sachant que $1 \text{ coup}_{G=140} = 2 \times 1 \text{ coup}_{G=90}$, comme le montre la courbe du constructeur de la caméra Andor.

On prend aussi en compte un facteur $1/4$, car l'efficacité du réseau est $\sim 25\%$ (à $2\omega_0$). Donc pour un gain 90 et à la fréquence $2\omega_0$ on trouve:

$$\frac{1.5 \cdot 10^{-11} [\text{J}] \times 2 \times \frac{1}{4}}{10^4 [\text{coups}] \times 150 [\text{pixels}]} = 4 \cdot 10^{-18} [\text{J/coup}] \quad (\text{A3.1})$$

qui montre une énergie absolue de 4×10^{-18} J par coup.

En conclusion on trouve $4 \cdot 10^{-18}$ Joules par coup à 2ω , qui est comparable avec les valeurs trouvées en utilisant un laser HeNe, dans la [section A3.1.a](#) de cette annexe.

Annexe 4 - Calcul détaillé de l'énergie CTR cohérente émise par les électrons

Cette annexe a pour but de justifier certaines relations utilisées dans le modèle CTR de **chapitre VII**.

On a vu que le champ électrique cohérent total à la fréquence ω , pour N_b paquets périodiques, est donné par :

$$E_{total}(\omega) = E(\omega) \cdot \frac{\sin(N_b \omega \tau_\omega)}{\sin(\omega \tau_\omega)} \quad (A4.1)$$

où

$$E(\omega) = F(E(t)) \quad (A4.2)$$

est la Transformée de Fourier du champ correspondant à un seul paquet.

Mais on sait que :

$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(t-t') \sqrt{\eta(t-t')} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2\right] dt' \quad (A4.3)$$

est le champ créé par chaque paquet au moment t , et il tient compte de tous les courants infinitésimaux δ qui composent ce paquet. En combinant les deux relations précédentes on obtient:

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(t-t') \sqrt{\eta(t-t')} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2\right] dt' \right) e^{-i\omega t} dt \quad (A4.4)$$

En faisant le changement de variable : $x = t-t'$ on arrive à :

$$\begin{aligned}
E(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(t-t') \sqrt{\eta(t-t')} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2\right] e^{-i\omega t'} dt' \right) dt = \\
&= \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(t-t') \sqrt{\eta(t-t')} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2\right] e^{-i\omega t'} dt' \right) dt = \\
&= \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(x) \sqrt{\eta(x)} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2\right] e^{-i\omega(x+t')} dx \right) dt' = \\
&= \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{j}(x) \sqrt{\eta(x)} e^{-i\omega x} dx \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau}\right)^2 - i\omega t'\right] dt' = \\
&= \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} F(\tilde{j}(x) \sqrt{\eta(x)})(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{4}\right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\left(\frac{t'}{\tau} + i\frac{\omega\tau}{2}\right)^2\right] dt' \quad (A4.5)
\end{aligned}$$

En faisant de nouveau un changement de variable :

$$t'' = \frac{t'}{\tau} + i\frac{\omega\tau}{2} \quad (A4.6)$$

on arrive à :

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi\tau}} F(\tilde{j}(x) \sqrt{\eta(x)})(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{4}\right] \cdot \tau \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-(t'')^2\right] dt'' \quad (A4.7)$$

La dernière intégrale est de type Poisson et vaut $\sqrt{\pi}$. De plus, la Transformée de Fourier ne dépend pas du temps, donc on peut retransformer x en t :

$$E(\omega) = F(\tilde{j}(t) \sqrt{\eta(t)})(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{4}\right] \quad (A4.8)$$

Observation : Ici t est le temps qu'il faut pour que l'électron traverse la cible depuis la face avant jusqu'à la face arrière. Donc il est dépendant de la vitesse et de l'épaisseur z de la cible: $t = z/v$. Le rendement (calculé en [chapitre IVA](#)) en fonction de l'énergie cinétique γ , peut s'exprimer facilement en fonction de temps, sachant qu'il y a une relation de correspondance bijective entre vitesse, énergie, gamma et temps :

$$E_c = (\gamma - 1)E_0 \text{ et } t = \frac{z}{c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}} \quad (\text{A4.9})$$

A4.I. Calcul du courant $\tilde{j}(t)$

Pour une impulsion δ le courant vérifie la relation :

$$f_v(v)dv = \tilde{j}(t)dt \quad (\text{A4.10})$$

où $f_v(v)$ est la distribution maxwellienne des vitesses. Elle a l'expression :

$$f_v(v) = \frac{B_\gamma}{c} \exp\left[\frac{mc^2}{T_h}\right] \cdot \exp\left[-\frac{mc^2}{T_h} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}\right] \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/2} \quad (\text{A4.11})$$

où T_h est la température électronique et c la vitesse de la lumière. La constante B_γ est la constante de normalisation de la distribution maxwellienne en γ :

$$f_\gamma(\gamma) = B_\gamma \exp\left[-(\gamma - 1)\frac{mc^2}{T_h}\right] \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (\text{A4.12})$$

et donc B_γ est telle que $f_\gamma(\gamma)$ soit normalisée:

$$\int_1^\infty f_\gamma(\gamma) d\gamma = 1 \Rightarrow B_\gamma^{-1}(T_h) = \int_1^\infty \exp\left[-(\gamma - 1)\frac{mc^2}{T_h}\right] \cdot \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} d\gamma \quad (\text{A4.13})$$

On voit bien que B_γ dépend de la température. Une approximation très simple est donnée par:

$$B_\gamma^{-1} = \exp\left[\frac{mc^2}{T_h}\right] \cdot K_1\left(\frac{mc^2}{T_h}\right) \quad (\text{A4.14})$$

où K_1 est le premier terme du développement Bessel.

Ayant toutes ces expressions, on a maintenant la possibilité de calculer le courant en fonction de temps, simplement en remplaçant la vitesse par z/t , où z est l'épaisseur traversée et t le temps nécessaire. La dérivée est aussi remplacée :

$$\frac{dv}{dt} = \left| -\frac{z}{t^2} \right| \quad (\text{A4.15})$$

En revenant au but général de ce calcul on trouve l'expression de $E(\omega)$:

$$\begin{aligned} E(\omega) &= F(\tilde{j}(t)\sqrt{\eta(t)})(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{4}\right] \Rightarrow \\ E(\omega) &= F\left(\frac{z}{t^2} f_v\left(\frac{z}{t}\right)\sqrt{\eta(t)}\right)(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{4}\right] \end{aligned} \quad (\text{A4.16})$$

Donc :

$$|E(\omega)|^2 = \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{2}\right] \cdot \left| F\left(\frac{z}{t^2} f_v\left(\frac{z}{t}\right)\sqrt{\eta(t)}\right)(\omega) \right|^2 \quad (\text{A4.17})$$

A4.II. Importance des électrons énergétiques:

On se propose d'étudier les propriétés de la Transformée de Fourier en fonction du courant électronique. La **figure A4.1** montre la transformée de Fourier du courant $\tilde{j}(t)$ en forme progressive. Normalement pour faire une transformée de Fourier on intègre temporellement de $-\infty$ à $+\infty$. Ici on fait l'intégrale jusqu'à un temps t fini (correspondant à un facteur relativiste γ). De cette façon on est capable de voir quelle partie du courant compte pour la Transformée de Fourier.

On prend pour exemple le cas d'une épaisseur de 300 μm et une température de 5 MeV. On observe que la Transformée de Fourier est importante seulement pour des énergies plus grandes que \sim la température de distribution des électrons. Au delà de cette énergie la Transformée de Fourier reste quasi-constante, signifiant que les électrons d'énergie plus petite que la température ne contribuent au signal CTR. Ces résultats restent vrais aussi pour d'autres épaisseurs et températures.

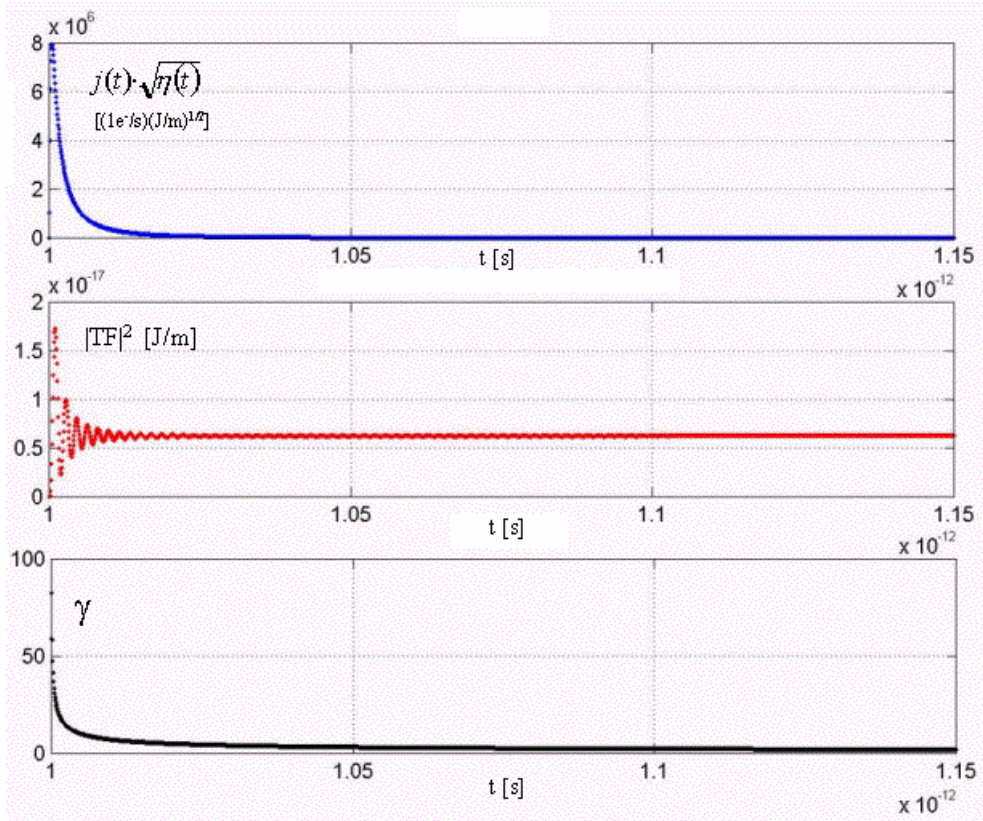


Figure A4.1. Evolution du courant $j(t)$ (en haut), Transformée de Fourier (au milieu) et le facteur relativiste γ (en bas) en fonction de temps.

La courbe en bleu de la figure A4.1 est le courant $\tilde{j}(t)$ à la face arrière pour une épaisseur de 300 μm et une température de 5 MeV. Par exemple, sur la courbe ci-dessus on voit qu'à partir de $\gamma \sim 10$ la Transformée de Fourier reste quasi-constante. Ce γ correspond à une énergie de 5 MeV, qui n'est rien d'autre que la température de distribution. Physiquement ceci se traduit par le fait que seuls les électrons très énergétiques ($E_e > T_h$) comptent pour le signal OTR cohérent.

A4.III. Le recouvrement partiel des paquets

On compare d'abord le courant $\tilde{j}(t)$ créé par une impulsion initiale $\delta(t)$, avec le courant $j(t)$ créé par un paquet d'une largeur temporelle initiale τ . Ces courants sont en face arrière et sont représentés dans la figure A4.2 pour une épaisseur de 10 et 500 μm . On observe que pour une cible mince les deux courants ont des allures différentes, alors que pour une cible épaisse les deux allures sont presque identique. Donc pour les grandes épaisseurs l'étalement temporel des électrons, dû à la dispersion en vitesses, est plus important que la largeur initiale des paquets.

Le courant $j(t)$ est multiplié par un facteur 10^8 , qui est le nombre d'électrons par paquet. Le courant $\tilde{j}(t)$ est normalisé, c'est-à-dire il correspond à un seul électron (l'intégrale temporelle fait 1).

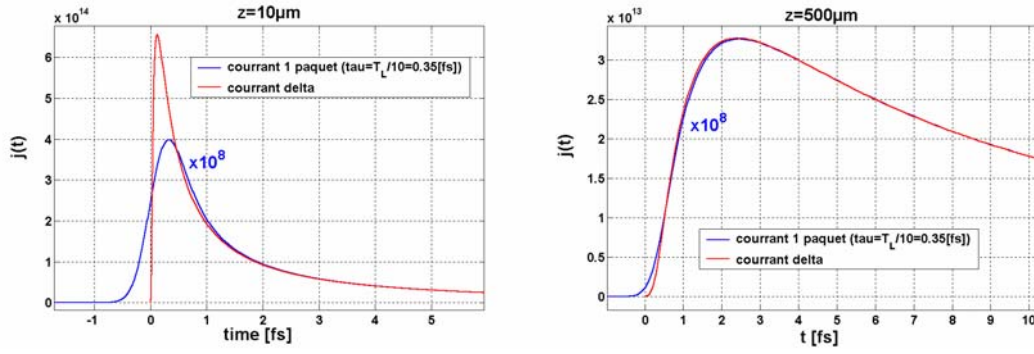


Figure A4.2. Comparaison entre le courant $\tilde{j}(t)$ et $j(t)$ pour une cible de 10 et 500 μm . Pour les cibles épaisses la dispersion en vitesses est beaucoup plus importante que la largeur initiale du paquet.

Dans la suite on va regarder l'enveloppe du courant électronique en face arrière, pour voir comment les paquets se mélangent à cause de la dispersion des vitesses. On voit (figure A4.3) que la modulation du faisceau des électrons est très faible (quelques % pour les cibles épaisses). On observe que l'enveloppe du courant est très semblable avec celle trouvée dans les simulations PIC [J.C. Adam]. Malgré ce recouvrement, le signal CTR reste suffisamment fort pour créer des harmoniques intenses jusqu'à des épaisseurs de l'ordre du millimètre.

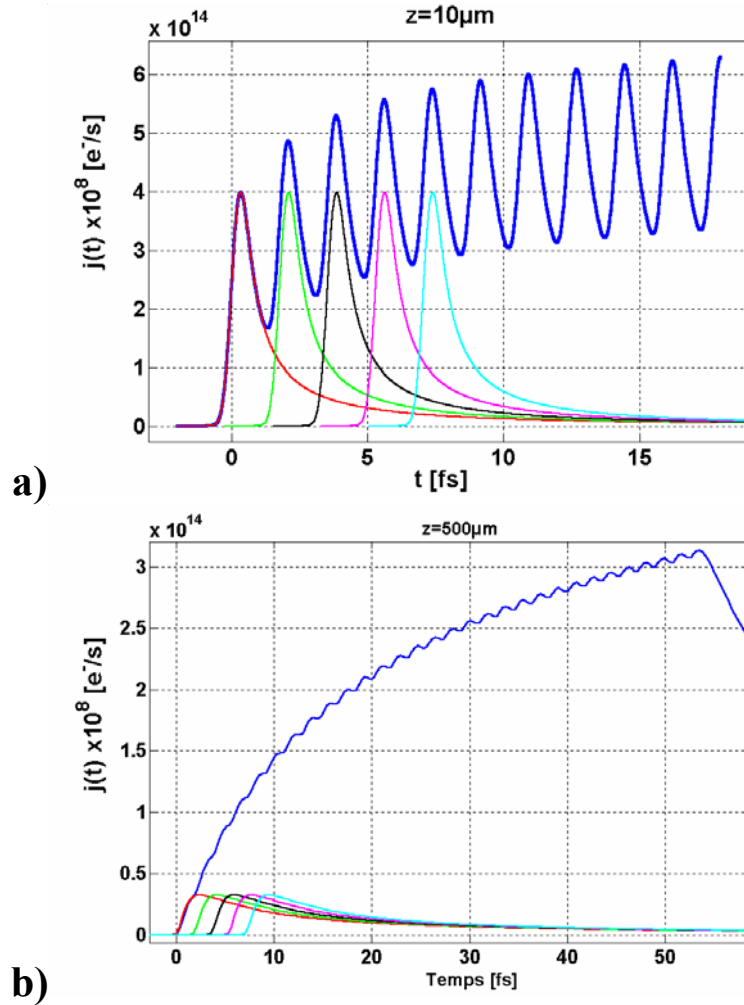


Figure A4.3. Enveloppe du courant total en face arrière pour une cible de 10 (a) et 500 (b) μm . La dispersion des vitesses mélange les paquets, résultant une modulation de densité électronique fortement dépendante de l'épaisseur de la cible. Les courbes identiques périodiques en bas sont les courants individuels de chaque paquet.

A4.IV. L'effet des 2 types de paquets

Pour calculer l'énergie cohérente émise par deux séries de paquets, on calcule d'abord le champ électrique de l'ensemble des paquets, en fonction du temps:

$$\begin{aligned}
 E_{total}(t) &= E_1(t - \Delta t) + E_1(t - (\Delta t + \tau_\omega)) + E_1(t - (\Delta t + 2\tau_\omega)) + \dots + E_1(t - (\Delta t + N_\omega \tau_\omega)) + \\
 &\quad + E_2(t - \tau_{2\omega}) + E_2(t - 2\tau_{2\omega}) + E_2(t - 3\tau_{2\omega}) + \dots + E_2(t - N_{2\omega} \tau_{2\omega}) = \\
 &= \sum_{n=0}^{N_\omega} E_1[t - (\Delta t + n \tau_\omega)] + \sum_{n=0}^{N_{2\omega}} E_2[t - (\Delta t + n \tau_{2\omega})] \quad (A4.18)
 \end{aligned}$$

Le signal cohérent est:

$$\begin{aligned}
 F(E_{total}(t))(\omega) &= \sum_{n=0}^{N_\omega} F(E_1(t))(\omega) \cdot \exp[i\omega n \tau_\omega] \cdot \exp[i\omega \Delta T] + \sum_{n=0}^{N_{2\omega}} F(E_2(t))(\omega) \cdot \exp[i\omega n \tau_{2\omega}] = \\
 &= F(E_1(t))(\omega) \cdot \exp[i\omega \Delta T] \cdot \sum_{n=0}^{N_\omega} \exp[i\omega n \tau_\omega] + F(E_2(t))(\omega) \cdot \sum_{n=0}^{N_{2\omega}} \exp[i\omega n \tau_{2\omega}] = \\
 &= F(E_1(t))(\omega) \cdot \exp[i\omega \Delta T] \cdot \exp[i\omega \tau_\omega] \cdot \left[\frac{1 - \exp[iN_\omega \omega \tau_\omega]}{1 - \exp[i\omega \tau_\omega]} \right] + \\
 &\quad + F(E_2(t))(\omega) \cdot \exp[i\omega \tau_{2\omega}] \cdot \left[\frac{1 - \exp[iN_{2\omega} \omega \tau_{2\omega}]}{1 - \exp[i\omega \tau_{2\omega}]} \right] = \\
 &= F(E_1(t))(\omega) \cdot \exp[i\omega \Delta T] \cdot \exp\left[i(N_\omega + 1)\omega \frac{\tau_\omega}{2}\right] \cdot \frac{\sin\left(N_\omega \omega \frac{\tau_\omega}{2}\right)}{\sin\left(\omega \frac{\tau_\omega}{2}\right)} + \\
 &\quad + F(E_2(t))(\omega) \cdot \exp\left[i(N_{2\omega} + 1)\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2}\right] \cdot \frac{\sin\left(N_{2\omega} \omega \frac{\tau_{2\omega}}{2}\right)}{\sin\left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2}\right)} \quad (A4.19)
 \end{aligned}$$

Si $E_{unit}(t)$ est le champ électrique correspondant à un paquet unitaire (avec un seul électron), alors les champs des paquets avec P_1 et P_2 électrons sont:

$$E_1(t) = P_1 \cdot E_{unit}(t) \text{ et } E_2(t) = P_2 \cdot E_{unit}(t) \quad (A4.20)$$

Donc:

$$F(E_{total}(t))(\omega) = F(E_{unit}(t))(\omega) \cdot \left\{ P_1 \exp[i\omega \Delta T] \cdot \exp\left[i(N_\omega + 1)\omega \frac{\tau_\omega}{2}\right] \cdot \frac{\sin\left(N_\omega \omega \frac{\tau_\omega}{2}\right)}{\sin\left(\omega \frac{\tau_\omega}{2}\right)} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + P_2 \exp \left[i(N_{2\omega} + 1)\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right] \cdot \frac{\sin \left(N_{2\omega} \omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right)}{\sin \left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right)} \Bigg\} = \\
& = F(E_{unit}(t))(\omega) \cdot \frac{\sin \left(N_{\omega} \omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)}{\sin \left(\omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)} \cdot \left\{ P_1 \cdot \exp \left[i\omega(N_{\omega} + 1)\frac{\tau_{\omega}}{2} + \Delta T \right] + \right. \\
& \quad \left. + 2P_2 \cos \left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right) \exp \left[i\omega(N_{2\omega} + 1)\frac{\tau_{2\omega}}{2} \right] \right\} \tag{A4.21}
\end{aligned}$$

où on a considéré que:

$$\sin \left(N_{\omega} \omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right) = \sin \left(N_{2\omega} \omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right) \tag{A4.22}$$

et

$$\sin \left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right) = \sin \left(\frac{1}{2} \omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right) = \frac{\sin \left(\omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)}{2 \cos \left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right)} \tag{A4.23}$$

sachant que $\tau_{2\omega} = (\tau_{\omega})/2$ et supposant que $N_{2\omega} = 2N_{\omega}$.

Donc:

$$\begin{aligned}
F(E_{total}(t))(\omega) &= F(E_{unit}(t))(\omega) \cdot \frac{\sin \left(N_{\omega} \omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)}{\sin \left(\omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)} \cdot \left\{ P_1 \cdot \exp \left[i\omega N_{\omega} \frac{\tau_{\omega}}{2} \right] \exp \left[i\omega \left(\frac{\tau_{\omega}}{2} + \Delta T \right) \right] + \right. \\
& \quad \left. + 2P_2 \cos \left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right) \exp \left[i\omega N_{2\omega} \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right] \exp \left[i\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right] \right\} \tag{A4.24}
\end{aligned}$$

Comme $\exp \left[i\omega N_{\omega} \frac{\tau_{\omega}}{2} \right] = \exp \left[i\omega N_{2\omega} \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right]$, dont le module carré fait 1, on obtient (A4.25):

$$|F(E_{total}(t))(\omega)|^2 = |F(E_{unit}(t))(\omega)|^2 \cdot \frac{\sin^2 \left(N_{\omega} \omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)}{\sin^2 \left(\omega \frac{\tau_{\omega}}{2} \right)} \cdot \left| P_1 \exp \left[i\omega \left(\frac{\tau_{\omega}}{2} + \Delta T \right) \right] + 2P_2 \cos \left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right) \exp \left[i\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2} \right] \right|^2$$

Après le groupement des parties réelle et imaginaire et l'élévation au carré, on obtient la forme finale du signal cohérent émis par les deux types de paquets (A4.26):

$$\left| F(E_{total}(t))(\omega) \right|^2 = \left| F(E_{unit}(t))(\omega) \right|^2 \cdot \frac{\sin^2\left(N_\omega \omega \frac{\tau_\omega}{2}\right)}{\sin^2\left(\omega \frac{\tau_\omega}{2}\right)} \cdot \left[P_1^2 + 4P_2^2 \cos^2\left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2}\right) + 4P_1 P_2 \cos\left(\omega \frac{\tau_{2\omega}}{2}\right) \cos\left[\omega \left(\frac{\tau_{2\omega}}{2} + \Delta T\right)\right] \right]$$

Ici, la Transformée de Fourier unitaire correspond au signal cohérent émis par une impulsion δ en face avant, dont le courant en face arrière est $j(t)$:

$$\left| F(E_{unit}(t))(\omega) \right|^2 = |E(\omega)|^2 = \left| F(j(t)\sqrt{\eta(t)})(\omega) \right|^2 \cdot \exp\left[-\frac{\tau^2 \omega^2}{2}\right] \quad (A4.27)$$

Dans la suite on étudie l'importance des différents paramètres sur l'intensité relative des harmoniques (figure A4.4). On observe que les harmoniques changent vite avec le rapport P_2/P_1 (pour s'encadrer dans les 20% de barre d'erreur expérimentale on a une précision de 5% sur ce rapport). La variation des harmoniques avec la durée des paquets est moins sensible, demandant une précision de 25% sur la durée τ des paquets, pour couvrir les 20% de précision expérimentale.

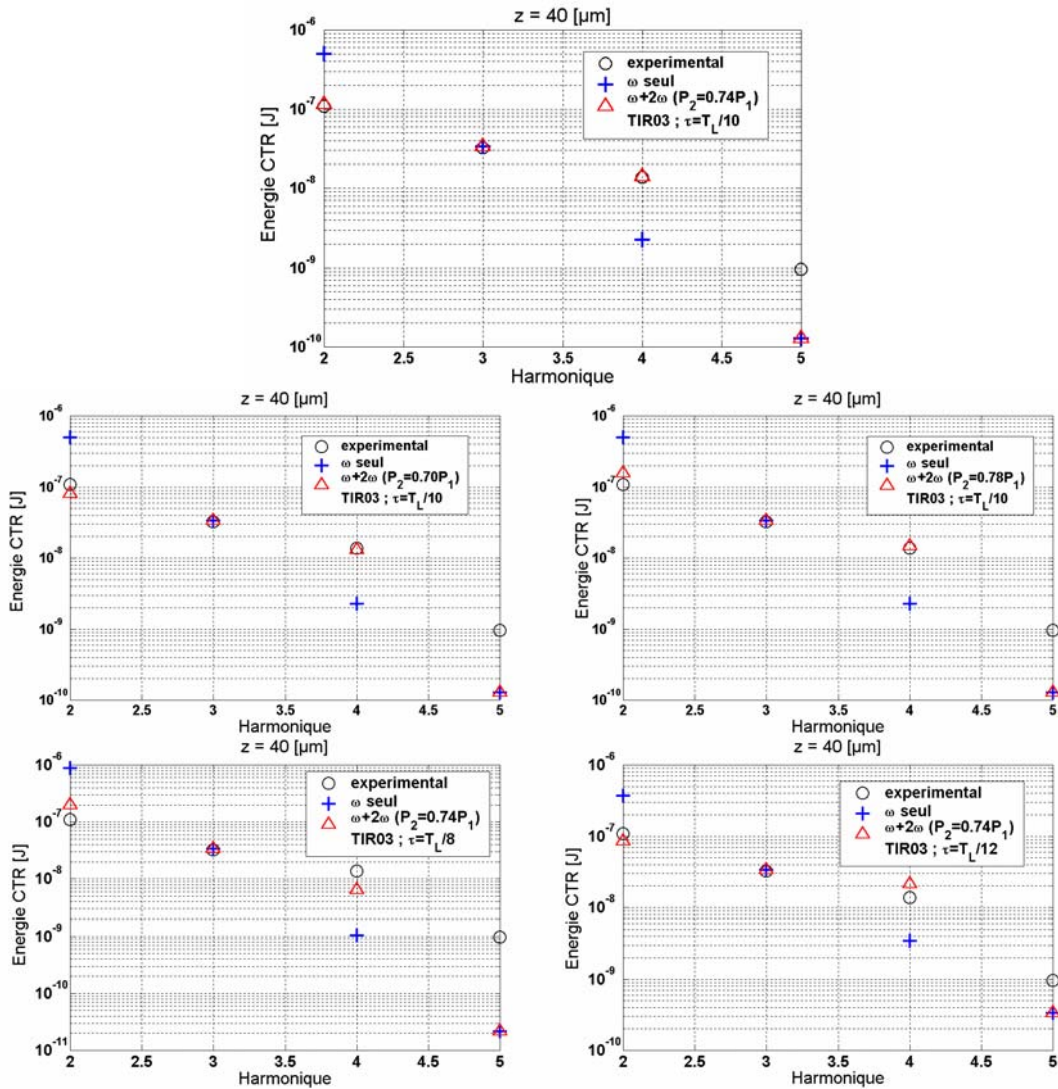


Figure A4.4. Sensibilité du signal CTR en fonction de poids relatif des deux populations électroniques et de la durée initiale des paquets.

On observe que le deuxième harmonique est très sensible à la variation de $r = P_1/P_2$. En ce qui concerne le paramètre τ , il influence principalement le quatrième harmonique. Les paramètres r et τ étant en partie dissociables, on peut supposer que la paire (r, τ) est la meilleure solution valable dans la limite de 20 % de barre d'erreur expérimentale.

A4.V. Limite du CTR pour une cible extrêmement mince

Pour les cibles très minces on peut considérer que le courant $\tilde{j}(t)$ reste une impulsion $\delta(t)$ non étalée. Donc la transformée Fourier sera:

$$\left| F(\tilde{j}(\frac{z}{c})\sqrt{\eta(\frac{z}{c})})(\omega) \right|^2 = \lim_{Ec \rightarrow \infty} \delta\left(\frac{z}{c}\right)\sqrt{\eta(\frac{z}{c})} = \sqrt{\eta_{\max}} \approx 10^{-7} [J/m]^{1/2} \quad (A4.28)$$

Le terme exponentiel fait 1/2 pour 2ω . Donc:

$$\lim_{z \rightarrow 0} [W_{CTR}] = \frac{P^2 N^2}{2} 10^{-14} [J/m] \approx 4.5 \cdot 10^{-4} [J] \quad (A4.29)$$

pour une largeur spectrale de ~ 40 nm. L'impulsion laser a ~ 20 J, donc le rapport entre l'énergie laser et l'énergie contenue dans le deuxième harmonique est $\sim 5 \times 10^4$.

Annexe 5 - Rayonnement du corps noir

Le rayonnement du corps noir est émis d'une façon naturelle par n'importe quel corps ayant une température absolue non-nulle. Il est produit par les atomes des milieux qui se dés-excitent (transitions atomiques ou vibrations) en passant aux niveaux d'énergies inférieurs, plus stables. Au même temps le milieu peut gagner de l'énergie à partir du rayonnement extérieur. On suppose que le corps noir et le rayonnement se trouvent en équilibre.

En utilisant la loi de Wein, et en mesurant la température du corps noir, on peut trouver la fréquence pour laquelle l'intensité émise est maximale. Dans la suite on va utiliser la loi de Planck pour faire l'estimation quantitative de ce rayonnement:

$$\frac{dE(\lambda)}{\Delta V d\lambda} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 \left(\exp \left[\frac{hc}{kT\lambda} \right] - 1 \right)} \quad (\text{A5.1})$$

La quantité $dE/dVd\lambda$ est la densité spectrale d'énergie, donc l'énergie émise par unité de volume et d'intervalle spectral. Cette relation est valable pour le corps noir idéal, c'est-à-dire une cavité noire, fermée, à l'intérieur de laquelle le rayonnement est en équilibre avec les parois de la cavité.

Mais dans notre cas réel on doit tenir compte de l'absorbance de l'Aluminium (corps gris) à la température considérée [Key (1998), Beg (1997), Martinolli (2004)]. Cette température est de quelques eV, et la réflectivité correspondante autour de 0.5. Une autre différence par rapport au corps noir est que dans nos expériences il s'agit d'une surface ouverte (face arrière de la cible). Il faut faire la liaison entre l'élément de volume du cas idéal et l'angle solide correspondant à l'ouverture optique du notre chemin de diagnostic expérimental.

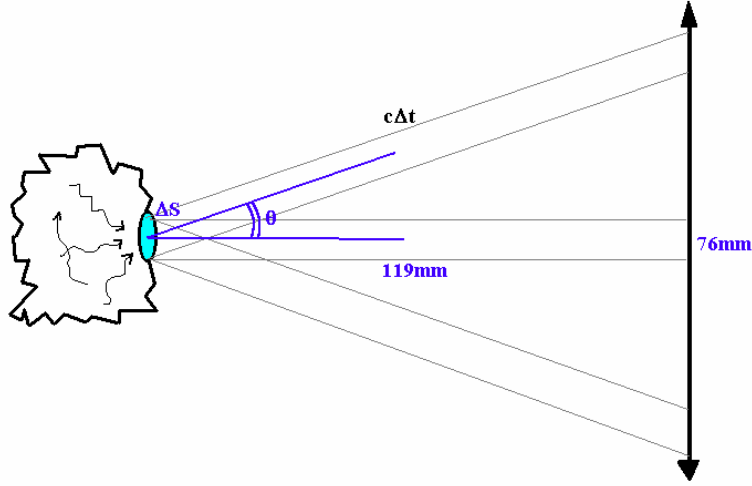


Figure A5.1. Volume ΔV correspondant à notre système expérimental.

L'élément de volume ΔV se calcule de la façon suivante (figure A5.1):

$$\Delta V = \int_{\Omega} dV = \iint_{\theta, \varphi} c \Delta t \Delta S \cos(\theta) d\theta d\varphi \quad (\text{A5.2})$$

où dV est un élément infinitésimal qui contient les photons émis dans le cylindre de base $\Delta S \cos(\theta)$ et de longueur $c\Delta t$. Le temps Δt est l'intervalle pendant lequel l'émission du corps noir a lieu. Donc :

$$\Delta V = 2\pi c \Delta t \Delta S \sin(\theta_{\max}) \quad (\text{A5.3})$$

où $\theta_{\max} \approx 0.35 \text{ rad} = 20^\circ$. Finalement on trouve :

$$\frac{dE}{d\lambda} \approx \frac{5\pi^2 hc^2 \Delta t \Delta S \cdot A}{\lambda^5 \left(\exp\left[\frac{hc}{kT\lambda}\right] - 1 \right)} \left[\frac{J}{m} \right] \quad (\text{A5.4})$$

Le rayon de la tache est $\rho \sim z/3$ (ou z est l'épaisseur de la cible) et la surface émettrice est $\Delta S = \pi\rho^2$. La durée d'émission est de quelques dizaines de ps, avec une température atteinte par la cible de quelques eV pour une cible de $50 \text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur [Key (1998), Beg (1997), Martinolli (2004)]. L'absorbance de l'aluminium pour cette température et dans la plage des fréquences Visible-UV est $A \approx 0.5$. Avec ces valeurs on trace l'énergie absolue rayonnée par unité de longueur d'onde [J/nm] (figure A5.2):

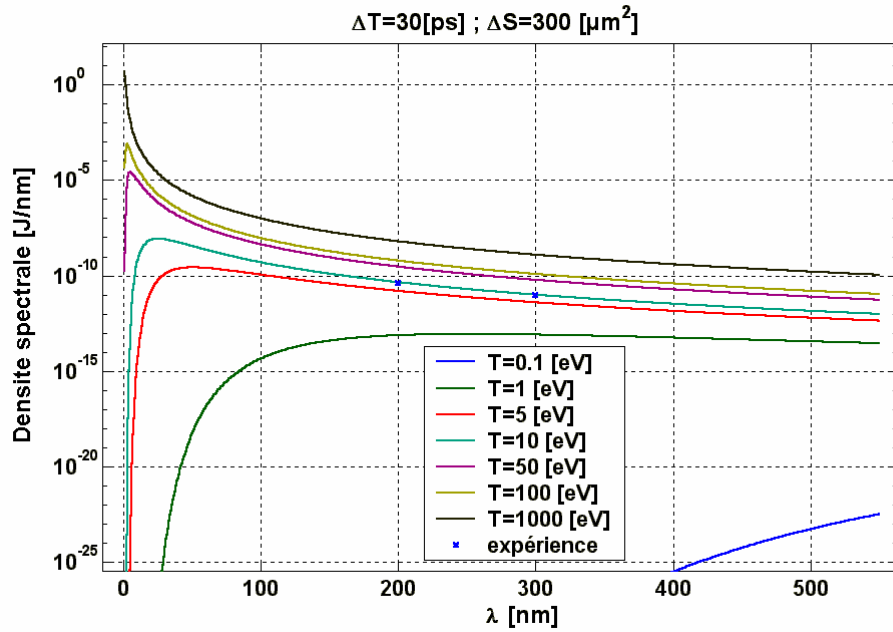


Figure A5.2. Courbes d'émission du corps noir pour plusieurs températures.

On observe que la position du maximum d'émission change en fonction de la température du corps émetteur. La température donne la pente des diverses courbes spectrales. Le temps d'émission ainsi que la surface émettrice donnent la valeur absolue du signal.

Comme on vu, nos expériences montrent que le signal expérimental varie de 4×10^{-2} à 10^{-2} [J/m] de 200 à 300 nm (les croix en bleu sur la [figure A5.2](#)). En regardant les courbes théoriques on observe que ces valeurs correspondent à une température de 5-10 eV, pour une durée de quelques dizaines de ps et une surface de 300-800 μm^2 .

Le maximum de l'émission de corps noir (pour 5 eV) correspond à une longueur d'onde de 20 nm (dans le domaine X), donc le reste du rayonnement sera plus fort dans la région UV que dans le visible.

Annexe 6 - Re-circulation des électrons

A6.1. Discussion sur la déformation du courant $j(t)$

Dans ce paragraphe on étudie la déformation du courant $j(t)$ à différents endroits de la cible (figure A6.1). La propagation dans la cible étale le courant temporellement, comme entre les points 0 à 1 ou 2 à 3 ou 4 à 5, etc. Cependant, la réflexion dans le champ électrostatique peut re-comprimer le courant parce que les électrons les plus rapides mettent plus de temps pour freiner que les moins énergétiques (figure A6.2). De plus, le champ statique "vue" par les électrons moins énergétiques est plus important que le champ statique agissant sur les électrons plus rapides [Fill (2005)]. Donc, qualitativement, les électrons lents arrivent plus tard que ceux plus énergétiques dans la position 1, mais ils rattrapent leur retard au cours de la ré-injection (position 2). Cette compensation est plus ou moins forte en fonction de l'épaisseur de la cible et du champ électrostatique dans le plasma. Par simplicité, dans la suite on va considérer un seul champ électrostatique, valable pour tous les électrons, sans perdre la véracité des aspects qualitatifs.

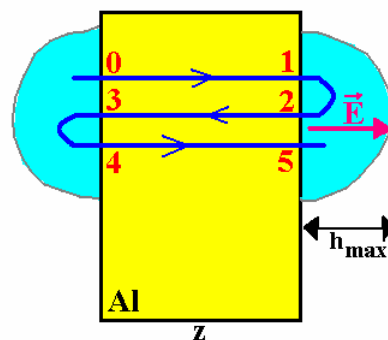


Figure A6.1. Modèle de re-circulation des électrons, avec les diverses positions intermédiaires.

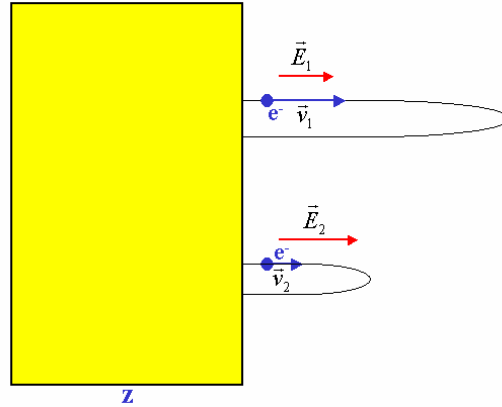


Figure A6.2. Les électrons rapides sont freinés pendant un temps plus long que ceux moins rapides.

En position 0 les électrons sont considérés groupés dans une impulsion δ . Ils se propagent ensuite dans la cible suivant leur vitesse et arrivent en face arrière (en position 1) à des instants différents. Dans la [figure A6.3](#) on observe la forme du courant $j(t)$ dans cette position (1) (c'est le même type de calcul utilisé dans le [chapitre VII.A](#)).

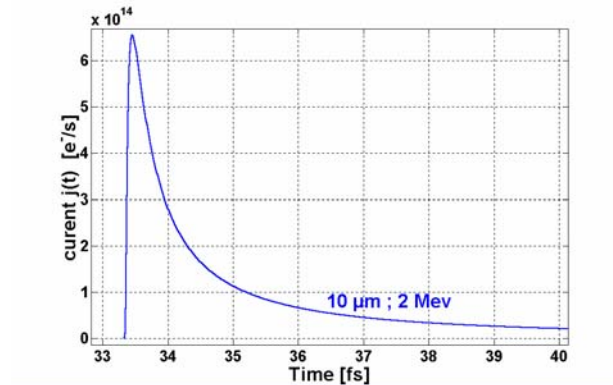


Figure A6.3. Courant $j(t)$ dans la position intermédiaire 1, après la traversée d'une cible de 10 μm d'épaisseur.

Après le freinage et la re-accélération dans le plasma, chaque électron arrive en position 2, ayant la même vitesse que dans la position 1. Mais l'instant d'arriver en position 2 est spécifique pour chaque électron, suivant son énergie cinétique initiale, le champ électrostatique et l'épaisseur de la cible traversée entre les positions 0 et 1.

La [figure A6.4](#) montre la forme du courant dans la position 2, pour une cible de 10 microns et un champ statique de 7 MV/ μm . Sur la figure du haut on trace le courant en fonction du temps, et sur celle du bas le facteur relativiste correspondant. On observe déjà que le courant fait une "boucle", ce qui signifie que les électrons rapides se mélangent avec les moins rapides. Les deux branches montrent les électrons de faible énergie (énergies $< \sim T_h$) et ceux rapides (énergies $> \sim T_h$). On observe que pour une énergie de l'électron comparable à la température de distribution, l'instant t d'arriver de l'électron est minimum, comme montré sur la [figure A6.4](#). Pour des raisons de traitement mathématique (bijectivité), on va utiliser par la suite, pour certains cas, ces deux branches séparément.

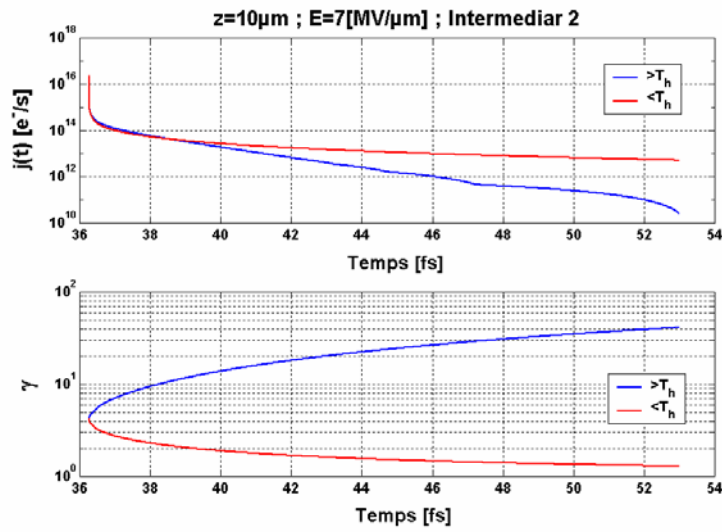


Figure A6.4. Courant $j(t)$ dans la position intermédiaire 2. Le courant n'est plus bijectif avec le temps. A un instant t donné on peut avoir deux courants instantanés avec des vitesses différentes.

La [figure A6.5](#) résume l'allure du courant $j(t)$ aux endroits intermédiaires 1, 2, 3, 4 et 5. Les calculs sont faits pour une cible de 10 μm d'épaisseur et une température électronique de 2 MeV. En ce qui concerne le courant $j(t)$, on observe une pente très raide autour d'une l'énergie comparable à la température électronique. Le pic initial du courant de la position 1, de largeur $\sim 2\text{-}3$ fs, est fortement comprimé temporellement à moins de 0.05 fs en position 2, ce qui augmente la valeur instantanée du courant de presque 2 ordres de grandeur. Dans le reste des points intermédiaires les électrons du pic (d'énergie autour de $T_h = 2$ MeV) restent bien groupés jusqu'en position 5. Donc la dispersion des vitesses est fortement compensée par le champ électrostatique, pour les électrons ayant une énergie comparable à la température électronique. La dernière sous-figure (en bas, à droite) montre un zoom de la précédente (celle représentant l'instant intermédiaire 5, en bas, à gauche), pour montrer les détails du pic autour de la température. On peut observer la faible largeur temporelle du pic, moins de 0.05 fs.

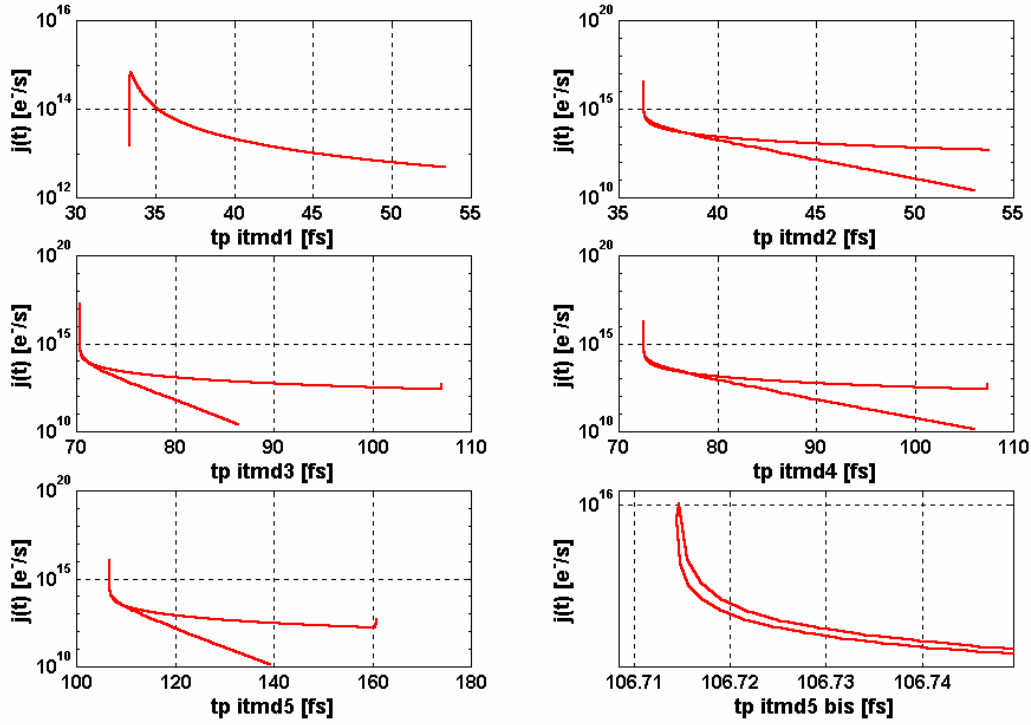


Figure A6.5. Courant $j(t)$ aux endroits intermédiaires 1, 2, 3, 4 et 5, pour une cible de $10\ \mu\text{m}$ et un champ statique de $7\ \text{MV}/\mu\text{m}$. La dernière sous-figure est un zoom du pic du courant à l'instant intermédiaire 5.

A6.II. Courant d'un paquet de largeur temporelle $\tau \sim T_L/10$

Dans la suite on passe au courant correspondant à un paquet de largeur temporelle $\tau \sim \tau_L/10$, de forme gaussienne. Ce courant sera la convolution du courant $j(t)$ avec le profil temporel du paquet. La figure A6.6 montre ce courant à la position intermédiaire 2, pour une cible de 10 microns et un champ statique de $7\ \text{MV}/\mu\text{m}$ (le temps est relatif au centre du paquet). Le courant est traité séparément suivant l'énergie des électrons devant la température, pour que les fonctions mathématiques soient bijectives.

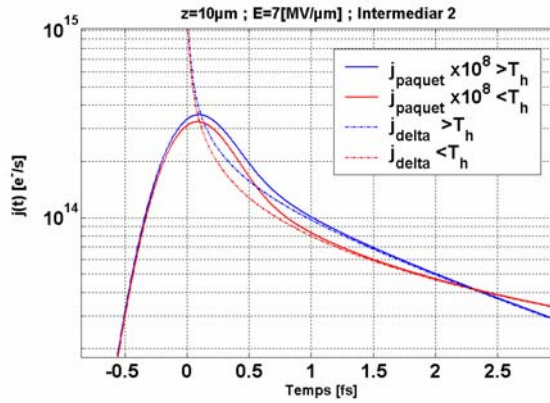


Figure A6.6. Courant d'un paquet de forme gaussienne et de largeur temporelle τ , à la position intermédiaire 2. Les courbes en bleu sont pour les électrons dont les énergies sont $> T_h$. Les courbes en rouge sont pour les électrons moins énergétiques que T_h .

On observe que le maximum du courant d'un paquet d'une certaine largeur temporelle τ correspond au maximum du courant $j(t)$ d'une impulsion δ (après dispersion), donc aux électrons ayant des énergies proches de la température.

A6.III. Courant correspondant à plusieurs paquets périodiques

Avec tous ces détails, on peut maintenant passer à la forme du courant correspondant à plusieurs paquets électroniques périodiques. Le but est d'étudier la modulation relative du courant total, i.e. le contraste, celle qui donne l'intensité du signal CTR. Le signal CTR détecté en face arrière est émis dans les points intermédiaires 1, 2 et 5. Pour calculer la modulation relative dans un point intermédiaire, on fait la différence entre son maximum et le minimum gauche d'un pic, divisé par le maximum de ce pic. Dans la suite, pour faire la comparaison, on calcule le contraste sur le même pic (par exemple le deuxième) des autres points intermédiaires.

La figure suivante ([figure A6.7](#)) montre la modulation du faisceau pour un champ statique de 7 MV/ μm et une cible de 10 microns. On trouve dans le point intermédiaire 1 un contraste de $\sim 65\%$ et dans le point intermédiaire 2 et 5 un contraste de $\sim 75\%$ (calculés sur le deuxième pic). Donc la re-circulation des électrons compense la dispersion des vitesses et peut même augmenter le contraste, ce qui pourra justifier l'observation du signal CTR pendant plusieurs cycles.

Des simulations PIC, présentées dans le [chapitre II.D.3](#) montrent elles aussi la conservation des paquets électroniques après les réflexions, mais avec un contraste dégradé.

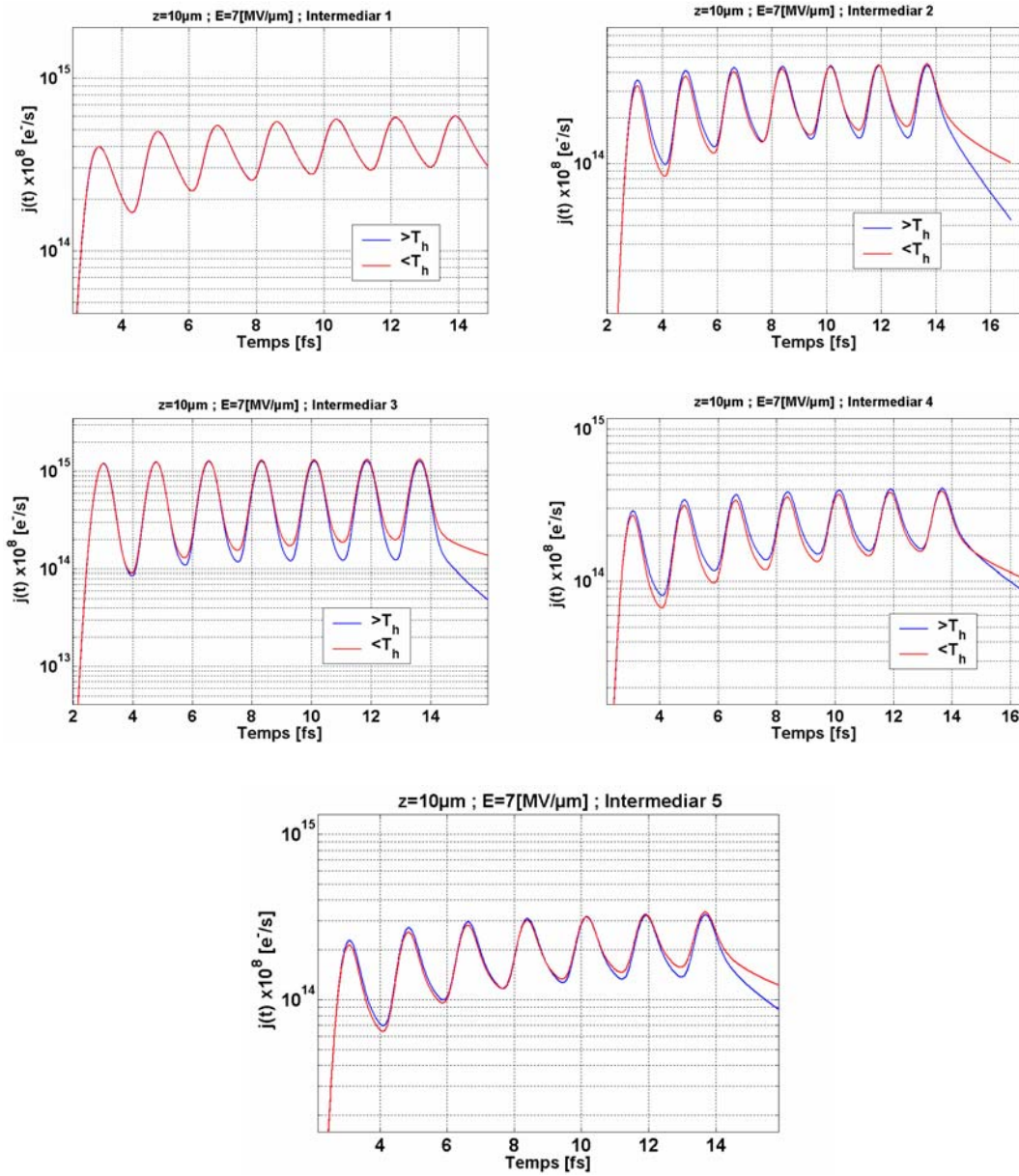


Figure A6.7. Modulation du courant dans les points intermédiaires, pour une cible de $10\ \mu\text{m}$ et un champ statique de $7\ \text{MV}/\mu\text{m}$. La modulation dans le point intermédiaire 1 est de 65% et dans le point intermédiaire 5 est de 75%.

En conclusion on peut expliquer la durée du signal CTR par la re-circulation des électrons, pouvant avoir plusieurs allers-retours dans la cible. L'étude du courant électronique et du contraste des paquets montre, à partir d'un modèle très simple, qu'il est possible (avec nos hypothèses) de garder un bon contraste après des réflexions successives au bords de la cible, justifiant la conservation du signal CTR pendant plusieurs cycles.

Bibliographie

- [Alfven (1939)] H. Alfven, *On the motion of cosmic rays in interstellar space*, Phys. Rev. **55**, 425-429 (1939).
- [Atzeni (1992)] S. Atzeni, *Thermonuclear burn performances of volume-ignited and centrally ignited bare deuterium-tritium microspheres*, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 1980 (1992).
- [Baton (2003)] S. D. Baton, J. J. Santos, F. Amiranoff, H. Popescu, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, O. Guilbaud, C. Rousseaux, M. Rabec Le Gloahec, T. Hall, D. Batani, E. Perelli, F. Scianitti and T. E. Cowan, *Evidence of Ultrashort Electron Bunches in Laser-Plasma Interactions at Relativistic Intensities* Phys. Rev. Lett. **91**, 105001 (2003).
- [Beg (1997)] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys and M. Tatarakis, *A study of picosecond laser-solid interactions up to $10^{19} \text{ W cm}^{-2}$* , Phys. Plasmas **4**, 447-457 (1997).
- [Berger (1964)] M. J. Berger et S. M. Seltzer, *Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons*, Rapport technique NASA-SP-3012, National Aeronautics and Space Administration (1964).
- [Bethe (1932)] H. A. Bethe, *Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit*, Z. Phys. **76**, 293-299 (1932).
- [Bethe (1933)] H. A. Bethe, *Quantenmechanik der Ein- und Zwei-Elektronenprobleme*, dans Handbuch der Physik, **24-1**, 273-560 (Julius Springer), (1933).
- [Bonnaud (1991)] G. Bonnaud, P. Gibbon, J. Kindel and E. Williams, *Laser interaction with a sharp-edged overdense plasma*, Laser and Particle Beams **9**, 339-354 (1991).

- [Borghesi (1999)] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, A. R. Bell, G. Malka, C. Vickers, O. Willi, J. R. Davies, A. Pukhov, and J. Meyer-ter-Vehn, *Observations of Collimated Ionization Channels in Aluminum-Coated Glass Targets Irradiated by Ultraintense Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4309-4312 (1999)
- [Borisov (1995)] A. B. Borisov, O. B. Shiryayev, A. McPherson, K. Boyer and C. K. Rhodes, *Stability analysis of relativistic and charge-displacement self-channelling of intense laser pulses in underdense plasmas*, Plasma Phys. Control Fusion **37**, 569-597 (1995).
- [Brunel (1987)] F. Brunel, *Not-so-resonant, resonant absorption*, Phys. Rev. Lett. **59**, 52-55 (1987).
- [Buneman (1959)] O. Buneman, *Dissipation of Currents in Ionized Media*, Phys. Rev. **115**, 503-517 (1959).
- [Chen (1984)] F. F. Chen, *Introduction to plasma Physics and Controlled Fusion Vol. 1*, Plenum Press, New York (1984).
- [Couillaud & Haouat (1999)] C. Couillaud et G. Haouat, *Le rayonnement de transition optique: I. Etude numérique des distributions angulaires et spectrales*. Rapport CEA-R-5853 (1999).
- [Couillaud (2000)] C. Couillaud, *Le rayonnement de transition X*. Rapport CEA-R-5948 (2000).
- [Davies (1997)] J. R. Davies, A. R. Bell, M. G. Haines and S. M. Guérin, *Short-pulse high-intensity laser-generated fast electron transport into thick solid targets* Phys. Rev. E **56**, 7193-7203 (1997).
- [Dawson (1959)] J. M. Dawson, *Nonlinear electron oscillations in a cold plasma*, Phys. Rev. **113**, 383-387 (1959).
- [Descamps (1997)] D. Descamps, *Développement d'une chaîne Titane-Saphir-Nd verre capable de délivrer une puissance de 200 TW et étude d'un amplificateur à verres pompé par laser*, Thèse de doctorat, Université Paris VI (1997).
- [Deutsch (1996)] C. Deutsch, H. Furukawa, K. Mima, M. Murakami, and K. Nishihara, *Interaction physics of the fast ignitor concept*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2483-2486 (1996).
- [Egerton (1986)] F. R. Egerton, *Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope*, Springer, New York (1986).
- [Elton (1966)] L. R. B. Elton, *Introductory nuclear theory*, Interscience Publishers, New York (1966).
- [Engelmann (1979)] F. Engelmann, *Introduction into fusion plasma physics. Plasma physics for thermonuclear fusion reactors*, Harwood Academic Publishers V (1979).

- [Evans (2004)] R. G. Evans, E. L. Clark, R. T. Eagleton, A. M. Dunne, R. D. Edwards, W. J. Garbett, T. J. Goldsack, S. James, C. C. Smith, B. R. Thomas, R. J. Clarke, D. Neely and S. J. Rose, *Rapid heating of solid density material by the Vulcan petawatt laser*, Central Laser Facility Annual Report 2003-2004, 12-14 (2004).
- [Fano (1963)] U. Fano, *Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13**, 1-66 (1963).
- [Fermi (1940)] E. Fermi, *The Ionization Loss of Energy in Gases and in Condensed Materials*, Phys. Rev. **57**, 485-483 (1940).
- [Fill (2005)] E. E. Fill, *Ultrashort-pulse laser plasmas: Fraction of hot electrons escaping from the target and electron spectra in planar and spherical geometry*, Phys. Plasmas **12**, 052704 (2005).
- [Floux (1970)] F. Floux, D. Cognard, L. -G. Denoeud, G. Piar, D. Parisot, J. L. Bobin, F. Delobbeau, and C. Fauquignon, *Nuclear Fusion Reactions in Solid-Deuterium Laser-Produced Plasma*, Phys. Rev. A **1**, 821-824 (1970).
- [Forslund (1977)] D. Forslund, J. Kindel and K. Lee, *Theory of hot-electrons spectra at high laser intensity*, Phys. Rev. Lett. **39**, 284-288 (1977).
- [Freidberg (1972)] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudinski, *Resonant absorption of laser light by plasma targets*, Phys. Rev. Lett. **28**, 795-799 (1972).
- [Garibian (1958)] G. M. Garibian, *Contribution to the theory of transition radiation*, Sov. Phys. JETP **6**, 1079-1085 (1958).
- [Gibbon & Bell (1992)] P. Gibbon and A. R. Bell, *Collisionless absorption in sharp-edged plasmas*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1535-1538 (1992).
- [Ginzburg & Frank (1945)] V. L. Ginzburg and I. M. Frank, *Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another*. J. Phys. USSR **9**, 353-362 (1945).
- [Ginzburg & Frank (1946)] V. L. Ginzburg and I. M. Frank, *To the Theory of Transition Radiation*, Sov. Phys. JETP. **16**, 15 (1946).
- [Gordon (1998)] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsh, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson and C. Joshi, *Observation of electron energies beyond the linear dephasing limit from a laser-excited relativistic plasma wave*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2133-2136 (1998).
- [Gray (1972)] D. E. Gray (ed.), *American Institute of Physics Handbook*, McGraw-Hill, (1972)
- [Gremillet (1999)] L. Gremillet, F. Amiranoff, S. D. Baton, J.-C. Gauthier, M. Koenig, E. Martinolli, F. Pisani, G. Bonnaud, C. Lebourg, C. Rousseaux, C. Toupin, A. Antonicci, D. Batani, A. Bernardinello, T. Hall, D. Scott, P. Norreys, H.

- Bandulet and H. Pépin, *Time-Resolved Observation of Ultrahigh Intensity Laser-Produced Electron Jets Propagating through Transparent Solid Targets*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5015-5018 (1999).
- [Gremillet (2001)] L. Gremillet, *Etude expérimentale et numérique du transport des électrons rapides dans l'interaction laser - solide à très haut flux*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2001).
- [Guérin (1996)] S. Guérin, P. Mora, J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, *Propagation of ultraintense laser pulses through overdense plasma layers*, Phys. Plasmas **3**, 2693-2701 (1996).
- [Heitler (1954)] W. Heitler, *The quantum theory of radiation*, Oxford University Press, London (1954).
- [Henry (2003)] E. Henry, *Equation d'état et métallisation de l'eau comprimée par choc laser*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003).
- [Hubbell, Jr (1982)] H. H. Hubbell, Jr and R. D. Birkhoff, *Calorimetric measurement of electron stopping power of aluminum and copper between 11 and 127 keV*, Phys. Rev. A, **26**, 2460-2467 (1982).
- [ICRU, (1984)] International Commission on Radiation Units and Measurements, Inc. (ICRU), *Stopping powers for electrons and positrons*, ICRU Report 37, (1984).
- [Jackson (1975)] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, New York, 641-643 (1975).
- [Key (1998)] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton and S. C. Wilks, *Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research*, Phys. Plasmas **5**, 1966-1972 (1998).
- [Key (2003)] M. H. Key, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S. D. Baton, T. Cowan, N. Fisch, R. Freeman, L. Gremillet, T. Hall, S. Hatchett, J. Hill, J. King, R. Kodama, J. Koch, M. Koenig, B. Lasinski, B. Landgon, A. MacKinnon, E. Martinolli, P. Norreys, P. Parks, E. Perelli-Cippo, M. Rabec Le Gloahec, M. Rosenbluth, C. Rousseaux, J. J. Santon, F. Scianitti, R. Snavely, M. Tabak, K. Tanaka, R. Town, T. Tsutumi and R. Stephens, *Studies of Electron Transport and Isochoric Heating and Their Applicability to Fast Ignition*, IFSA Proceedings, 353-358 (2003).
- [Kodama (2002)] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fujioka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, H. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf

- and T. Yamanaka, *Nuclear fusion: Fast heating scalable to laser fusion ignition*, Nature **418**, 933-934 (2002).
- [Kruer (1985)] W. L. Kruer, *Ponderomotive and thermal filamentation of laser light*, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **9**, 63-72 (1985).
- [Kruer (1988)] W. L. Kruer, *The physics of laser plasma interactions*, Addison-Wesley, New-York (1988).
- [Kruer (1991)] W. L. Kruer, *Intense laser plasma interactions: From Janus to Nova*, Phys. Fluids B **3**, 2356-2366 (1991).
- [Landau (1975)] L. Landau, *The Classical Theory of Fields*, Pergamon, Oxford (1975).
- [Lasinski (1999)] B. F. Lasinski, A. B. Langdon, S. P. Hatchett, M. H. Key and M. Tabak, *Particle-in-cell simulations of ultra-intense laser pulses propagating through overdense plasma for fast-ignitor and radiography applications*, Phys. Plasmas **6**, 2041-2047 (1999).
- [Lefebvre (1995)] E. Lefebvre and G. Bonnaud, *Transparency/opacity of a solid target illuminated by an ultrahigh-intensity laser pulse*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2002-2005 (1995).
- [Lefebvre (1996)] E. Lefebvre, *Mécanismes d'absorption et d'émission dans l'interaction d'une impulsion laser ultra-intense avec une cible surcritique*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI (1996).
- [Lindl (1992)] J. D. Lindl, R. L. McCrory and E. M. Campbell, *Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion*, Physics Today **45**, 32-40 (1992).
- [Lindl (1995)] J. D. Lindl, *Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain*, Phys. Plasmas **2**, 3933-4024 (1995).
- [Lovelace (1971)] R. V. Lovelace and R. N. Sudan, *Plasma Heating by High-Current Relativistic Electron Beams*, Phys. Rev. Lett. **27**, 1256-1259 (1971).
- [Mackinnon (2002)] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely and R. R. Freeman, *Enhancement of proton acceleration by hot electron recirculation in thin foils irradiated by ultra-intense laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **88**, 215006 (2002).
- [Malka (1996)] G. Malka and J. L. Miquel, *Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target*, Phys. Rev. Lett. **77**, 75-78 (1996).
- [Martinolli (2003)] E. Martinolli, *Transport d'électrons relativistes dans une cible solide: étude du chauffage dans le cadre de l'Allumage Rapide*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003).

- [Martinolli (2004)] E. Martinolli, M. Koenig, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, J. J. Santos, T. A. Hall, M. Rabec-Le-Gloahec, C. Rousseaux and D. Batani, *Fast electron heating of a solid target in ultrahigh-intensity laser pulse interaction*, Phys. Rev. E **70**, 055402(R) (2004).
- [Max (1974)] C. E. Max and J. Arons, *Self modulation and self focusing of electromagnetic waves in plasmas*, Phys. Rev. Lett. **33**, 209-212 (1974).
- [Modena (1995)] A. Modena, Z. Najmudin, A. E. Dangor, C. E. Clayton, K. A. Marsh, C. Joshi, V. Malka, C. B. Darrow, C. Danson, D. Neely and F. N. Walsh, *Electron acceleration from the breaking of electron plasma waves*, Nature **377**, 606-608 (1995).
- [Molière (1947)] G. Molière, *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld*, Z. Naturforsch, **A 2**, 133-145 (1947).
- [Møller (1932)] C. Møller, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Electronen durch Materie*, Ann. Physik **14**, 531-568 (1932).
- [Mora (2003)] P. Mora, *Plasma Expansion into a Vacuum*, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003)
- [More (1985)] R. M. More, *Pressure ionization, resonances, and the continuity of bound and free states*, Adv. At. Mol. Phys. **21**, 305-356 (1985).
- [Nardi (1978)] E. Nardi and Z. Zinamon, *Energy deposition by relativistic electrons in high-temperature targets*, Phys. Rev. A **18**, 1246-1249 (1978).
- [Nigam (1959)] B. P. Nigam, M. K. Sundaresan and Ta-You Wu, *Theory of Multiple Scattering: Second Born Approximation and Corrections to Molière's Work*, Phys. Rev. **115**, 491-502 (1959).
- [Nuckolls (1972)] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman, *Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications*, Nature **239**, 139-142 (1972).
- [Pines (1952)] D. Pines and D. Bohm, *A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions*, Phys. Rev. **85**, 338-353 (1952).
- [Pisani (2000)] F. Pisani, A. Bernardinello, D. Batani, A. Antonicci, E. Martinolli, M. Koenig, L. Gremillet, F. Amiranoff, S. Baton, J. Davies, D. Scott, P. Norreys, A. Djaoui, C. Rousseaux, P. Fewes, H. Bandulet and H. Pépin, *Experimental evidence of electric inhibition in fast electron penetration and of electric-field-limited fast electron transport in dense matter*, Phys. Rev. E **62**, R5927-R5930 (2000).
- [Popescu (2005)] H. Popescu, S. D. Baton, F. Amiranoff, C. Rousseaux, M. Rabec Le Gloahec, J. J. Santos, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, T. Hall, J. C. Adam, A. Heron and D. Batani, *Subfemtosecond, coherent, relativistic, and*

- ballistic electron bunches generated at ω_0 and $2\omega_0$ in high intensity laser-matter interaction*, Phys. Plasmas **12**, 063106 (2005).
- [Pukhov (1997)] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, *Laser hole boring into overdense plasmas and relativistic electron currents for fast ignition of ICF targets*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2686-2689 (1997).
- [Ramis (1988)] R. Ramis, R. Schmalz and J. Meyer-ter-Vehn, *MULTI — A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*, Computer Phys. Comm. **49**, 475-505 (1988).
- [Roth (2002)a] M. Roth, T. E. Cowan, J.-C. Gauthier, J. Meyer-ter Vehn, M. Allen, P. Audebert, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Fuchs, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, H. Ruhl and T. Schlegel, *Intense, High-Quality Ion Beams Generated by Ultra-Intense Lasers*, AIP Conf. Proceedings **650**, 485-490 (2002).
- [Roth (2002)b] M. Roth, T. E. Cowan, J.-C. J. Gauthier, M. Allen, P. Audebert, A. Blazevic, J. Fuchs, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov and T. Schlegel, *Intense ion beams accelerated by relativistic laser plasmas*, SPIE Proceedings **4510**, 52-57 (2002).
- [Rozmus & Tikhonchuk (1992)] W. Rozmus and V. T. Tikhonchuk, *Heating of solid targets by subpicosecond laser pulses*, Phys. Rev. A. **46**, 7810-7814 (1992).
- [Rozmus (1996)] W. Rozmus, V. T. Tikhonchuk and R. Cauble, *A model of ultrashort laser pulse absorption in solid targets*, Phys. Plasmas **3**, 360-367 (1996).
- [Ruhl (2002)] H. Ruhl, *3D kinetic simulation of super-intense laser-induced anomalous transport*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, A154-A158 (2002).
- [Santos (2002)] J. J. Santos, F. Amiranoff, S. D. Baton, L. Gremillet, M. Koenig, E. Martinolli, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, D. Batani, A. Bernardinello, G. Greison and T. Hall, *Fast Electron Transport in Ultraintense Laser Pulse Interaction with Solid Targets by Rear-Side Self-Radiation Diagnostics*, Phys. Rev. Lett. **89**, 025001 (2002).
- [Santos (2003)] J. J. Santos, *Génération et transport des électrons rapides dans l'interaction laser-solide à très haut flux*, Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003).
- [Sauteret (2003)] C. Sauteret *et al.*, Rapport LULI (2003)
- [Seltzer (1974)] S. M. Seltzer, *Transmission of electrons through foils*, Technical Report COM-74-11792, National Bureau of Standards (1974).
- [Sentoku (2002)] Y. Sentoku, K. Mima, Z. M. Sheng, P. Kaw, K. Nishihara and K. Nishikawa., *Three-dimensional particle-in-cell simulations of energetic electron generation and transport with relativistic laser pulses in overdense plasmas*, Phys. Rev. E **65**, 046408 (2002).
- [Sternheimer (1966)] R. M. Sternheimer, *Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles*, Phys. Rev. **145**, 247-250 (1966).

- [Sternheimer (1971)] R. M. Sternheimer and R. F. Peierls, *General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles*, Phys. Rev. B **3**, 3681-3692 (1971).
- [Storm (1988)] E. Storm, J.D. Lindl, E.M. Campbell, T.P. Berrat, L. W. Coleman, J .L. Emmett, W.J. Hogan, J.T. Hunt, W.F. Krupke, and W.H. Lowdemilk, *Progress in laboratory high gain ICF (inertial confinement fusion): Prospects for the future*, Technical Report UCRL-99427, International seminar on nuclear war, Rev. **1** (1988).
- [Strickland & Mourou (1985)] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **56**, 219-221 (1985).
- [Tabak (1994)] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wiks, J.Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry and R. J. Mason, *Ignition and high gain with ultra-powerful lasers*, Phys. Plasmas **1**, 1626-1634 (1994).
- [Takabe (1985)] H. Takabe, K. Mima, L. Montierth and R. L. Morse, *Self-consistent growth rate of the Rayleigh–Taylor instability in an ablatively accelerating plasma*, Phys. Fluids **28**, 3676-3682 (1985).
- [Teubner (2004)] U. Teubner, K. Eidmann, U. Wagner, U. Andiel, F. Pisani, G. D. Tsakiris, K. Witte, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel and E. Förster, *Harmonic Emission from the Rear Side of Thin Overdense Foils Irradiated with Intense Ultrashort Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **92**, 185001 (2004).
- [Tichonchuk (2002)] V. T. Tichonchuk, *Interaction of a beam of fast electrons with solids*, Phys. Plasmas **9**, 1416-1421 (2002).
- [Val’chuk (1995)] V. V. Val’chuk, N. B. Volkov and A. P. Yalovets, *Energy losses of fast electrons in a beam plasma*, Plasma Phys. Reports **21**, 159-164 (1995).
- [Wagner (1982)] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer and Z. Yü., *Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1408-1412 (1982).
- [Wartski (1976)] L. Wartski, *Etude du rayonnement de Transition. optique produit par des electrons de 30 a 70 MeV*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI (1976).
- [Weibel (1959)] E. S. Weibel, *Spontaneous growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution*, Phys. Rev. Lett. **2**, 83-84 (1959).
- [Weibel (1967)] E. S. Weibel, *Anomolous skin effect in a plasma*, Phys. Fluids **10**, 741-748 (1967).

- [Wharton (1998)] K. B. Wharton, S. P. Hatchett, S. C. Wilks, M. H. Key, J. D. Moody, V. Yanovsky, A. A. O'enberger, B. A. Hammel, M. D. Perry and C. Joshi, *Experimental Measurements of Hot Electrons Generated by Ultraintense ($>10^{19}$ W/cm²) Laser-Plasma Interactions on Solid-Density Targets*, Phys. Rev. Lett. **81**, 822-825 (1998).
- [Wilks & Kruer (1997)] S. C. Wilks and W. L. Kruer, *Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas*, IEEE J. Quantum Electronics **33**, 1954-1968 (1997).
- [Wilks (1992)] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak and A. B. Langdon, *Absorption of ultra-intense laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383-1386 (1992).
- [Yang (1995)] T.-Y. B. Yang, W. L. Kruer, R. M. More and A. B. Langdon, *Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung*, Phys. Plasmas **2**, 3146-3154 (1995).
- [Yasuike (2001)] K. Yasuike, M. H. Key, S. P. Hatchett, R. A. Snavely and K. B. Wharton, *Hot electron diagnostic in a solid laser target by K-shell lines measurement from ultraintense laser-plasma interactions (3×10^{20} W/cm², ≤ 400 J)*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1236-1240 (2001).
- [Zheng (2003)] J. Zheng, K. A. Tanaka, T. Miyakoshi, Y. Kitagawa, R. Kodama, T. Kurahashi and T. Yamanaka, *Theoretical study of transition radiation from hot electrons generated in the laser-solid interaction*, Phys. Plasmas **10**, 2994-3003 (2003).
- [Zheng (2004)] J. Zheng, K. A. Tanaka, T. Sato, T. Yabuuchi, T. Kurahashi, Y. Kitagawa, R. Kodama, T. Norimatsu and T. Yamanaka, *Study of Hot Electrons by Measurement of Optical Emission from the Rear Surface of a Metallic Foil Irradiated with Ultraintense Laser Pulse*, Phys. Rev. Lett. **92**, 165001 (2004).
- [Zimmerman (1975)] G. B. Zimmerman and W. L. Kruer, *Numerical simulation of laser-initiated fusion* Comment Plasma Phys. Controlled Fusion **2**, 51-61 (1975).

Formules utiles, constantes, conversions, etc.

Formules

$$E_0 = m_e c^2 = 0.511 \text{ [MeV]}$$

$$\gamma = \frac{E_c + E_0}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$E_c = (\gamma - 1) E_0$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \Leftrightarrow \frac{1}{\gamma^2} = 1 - \beta^2$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{1 - \beta^2}$$

$$\gamma\beta = \sqrt{\gamma^2 - 1}$$

$$p = \gamma m_e v$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

$$\lambda_D [\mu m] = 7.4 \cdot 10^6 \left(\frac{T [eV]}{n [cm^{-3}]} \right)$$

Constantes

$$c = 3 \times 10^8 \text{ [m/s]}$$

$$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ [C]}$$

$$m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ [kg]}$$

$$m_p = 1.67 \times 10^{-27} \text{ [kg]}$$

$$m_p/m_e = 1837$$

$$k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ [J/°K]}$$

$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ [J]}$$

$$1 \text{ eV} = 1.16 \times 10^4 \text{ [°K]}$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ [F/m]}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ [H/m]}$$

$$h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ [Js]}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$\alpha[s.i.] = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137}$$

$$N_{\text{Avogadro}} = 6.023 \times 10^{23} \text{ [molécules/mol]}$$

Conversions utiles

E_c	β	γ
100 keV	0.548	1.19
500 keV	0.863	1.98
1 MeV	0.941	2.95
2 MeV	0.979	4.91
5 MeV	0.996	10.8
10 MeV	0.999	20.6
15 MeV	0.999	30.4

Certaines références [Couillaud (2000), Jackson (1975)] présentent l'énergie du rayonnement OTR en eV ou en nombre des photons émis. Il y'a aussi des différences sur les unités des angles ou des énergies des particules relativistes. Pour faciliter la comparaison avec les unités employés dans cette thèse, on présent dans la figure suivante les diverses équivalences entres unités:

